

N^o D'ORDRE :

61

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Léon RUBIN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES SPECTRES DES
ÉMETTEURS A MODULATION ANODIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ : CELLULES PHOTO-
ÉLECTRIQUES.

Soutenues le Juillet 1939 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS . . . *Président.*

J. CABANNES. . . }
F. BEDEAU . . . } *Examineurs.*

PARIS

HERMANN ET C^{ie}, ÉDITEURS

6, RUE DE LA SORBONNE, 6

1939



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Léon RUBIN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES SPECTRES DES
ÉMETTEURS A MODULATION ANODIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ : CELLULES PHOTO-
ÉLECTRIQUES.

Soutenues le Juillet 1939 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS . .	<i>Président.</i>
J. CABANNES. . .	} <i>Examineurs.</i>
F. BEDEAU . . .	

PARIS
HERMANN ET C^{ie}, ÉDITEURS
6, RUE DE LA SORBONNE, 6

1939

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire

M. MOLLIARD.

Doyen

C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires...



H. LEBESGUE.
Émile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
GUILLET.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.
G. BERTRAND.

DANGEARD.
LESPIEAU.
MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.

H. ABRAHAM.
Charles FABRY.
Léon BERTRAND.
P. WINTREBERT.
O. DUBOSCQ.
BOHN.
E. RABAUD.

PROFESSEURS

M. CAULLERY..... T Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Émile BOREL..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jean PERRIN..... T Chimie physique.
E. CARTAN..... T Géométrie supérieure.
A. COTTON..... T Recherches physiques.
J. DRACH..... T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
Charles PÉREZ..... T Zoologie.
M. GUICHARD..... T Analyses et mesures chimiques.
Paul MONTEL..... T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.
L. BLARINGHEM... T Botanique.
G. JULIA..... T Mécanique analytique et mécan. céleste.
C. MAUGUIN..... T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY... T Pétrographie.
N..... T Mécanique expérimentale des fluides.
A. DENJOY..... T Application de l'analyse à la Géométrie.
L. LUTAUD..... T Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH..... T Physique
G. BRUHAT..... T Physique théorique et physique céleste.
E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE..... T Physique générale et radioactivité.
A. DUFOUR..... T Physique (P. C. B.).
L. DUNOYER..... T Optique appliquée.
A. GUILLIERMOND.. T Botanique.
M. JAVILLIER..... T Chimie biologique.
ROBERT-LÉVY..... T Physiologie comparée.
F. PICARD..... T Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Henri VILLAT..... T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB..... T Géologie.
P. PASCAL..... T Chimie générale.
M. FRÉCHET..... T Calcul différentiel et calcul intégral.
E. ESCLANGON..... T Astronomie.
M^{me} RAMART-LUCAS T Chimie organique.
H. BÉGHIN..... T Mécanique physique et expérimentale.

FOCH..... Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER..... Physique (P. C. B.).
De BROGLIE..... T Théories physiques.
CHRÉTIEN..... Optique appliquée.
P. JOB..... Chimie générale.
LABROUSTE..... Physique du Globe.
PRENANT..... T Anatomie et histologie comparées.
VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale.
COMBES..... T Physiologie végétale.
GARNIER..... T Mathématiques génér.
PÈRES..... Mécanique théorique des fluides.
HACKSPILL..... T Chimie minérale.
LAUGIER..... T Physiologie générale.
TOUSSAINT..... Technique Aéronaut.
M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD..... T Hautes températures
CHAZY..... T Mécanique rationnelle.
GAULT..... Chimie (P. C. B.).
CROZE..... Recherches physiques
DUPONT..... T Théories chimiques.
LANQUINE..... T Géologie structurale et Géologie appliquée.
VALIRON..... Mathématiques génér.
BARRABÉ..... Géologie structurale et géologie appliquée.
MILLOT..... Biologie animale (P. C. B.).
F. PERRIN..... Théories physiques.
VAVON..... Chimie organique.
G. DARMOIS..... Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
CHATTON..... T Biologie maritime.
AUBEL..... Chimie biologique.
Jacques BOURCART.. Géographie physique et Géologie dynamique.
M^{me} JOLIOT-CURIE.. Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL..... Biologie végétale (P. C. B.).
CABANNES..... Enseignement de Physique.
GRASSÉ..... Biologie animale (P. C. B.).
PRÉVOST..... Chimie (P. C. B.).
BOULIGAND..... Mathématiques.
CHAUDRON..... Chimie (P. C. B.).

Secrétaire A. PACAUD.

Secrétaire honoraire D. TOMBECK.

ERRATA

Page	9	ligne	4	$\Omega \pm \omega$	au lieu de	$\Omega \pm 2\omega$
»	9	»	19	négligés	»	négligées
»	12	»	5	défavorisées	»	défavorisés
»	14	»	8	tend	»	tendant
»	28	»	11	respectés	»	respectées
»	29	»	7	de l'excitation	»	l'excitation
»	31	»	4	7	»	25
»	40	»	17	$I_1'' = f(\varphi_2, \varphi_2, \beta)$	»	$I_1'' = f(\cos \varphi_2, b)$
»	45	»	37	caractérisé	»	caractérisée
»	58	»	20	MA4/600	»	MA1/600
»	60	»	19	Le	»	La
»	61	»	24	10	»	5
»	66	»	21	importants	»	importantes
»	83	»	7	élevés	»	élevées
»	84	»	33	Le	»	La
»	89	»	12	supérieurs	»	supérieures
Pages : 11, 57, 58,				pairs, impairs,	»	paires, impaires
59, 61, 62,						
63, 66, 73,						
88						



INTRODUCTION

ON sait qu'une oscillation [modulée peut être considérée comme une somme de plusieurs composantes, des fréquences nouvelles, appelées bandes latérales, apparaissant à côté de l'oscillation de fréquence fondamentale et l'ensemble de ces composantes formant un spectre de modulation.

L'encombrement en fréquences des spectres de modulation détermine le nombre des communications radioélectriques possible à assurer simultanément. Il est donc évident que les spectres émis ne doivent comporter que les fréquences strictement nécessaires pour former le signal à transmettre. Le choix du système de modulation dépend, en grande partie, de cette considération qui a conduit pratiquement à l'utilisation presque exclusive de la modulation en amplitude.

Une émission radioélectrique modulée en amplitude devrait occuper une bande des fréquences radioélectriques égale au double de la bande des fréquences musicales formant le signal utile. L'enveloppe de la tension à haute fréquence reproduirait, dans ce cas, fidèlement la forme du signal.

Les méthodes pratiques de modulation ne permettent d'atteindre ce résultat qu'approximativement. La non-linéarité des appareils employés introduit des bandes latérales nouvelles étendant inutilement le spectre émis ; l'enveloppe de la tension à haute fréquence ne reproduit qu'imparfaitement le signal à transmettre : une distorsion non linéaire est introduite abaissant la qualité de la transmission.

A la modulation en amplitude, se superpose toujours une certaine modulation en phase qui peut, dans ce cas, être considérée comme un phénomène parasite. Cette modulation en phase produit

des nouvelles bandes latérales qui modifient l'amplitude et la phase des bandes dues à la modulation en amplitude. La forme de l'enveloppe de modulation peut ne pas en souffrir. Cependant, après le passage dans les circuits sélectifs, la phase et l'amplitude des différentes composantes constituant l'oscillation modulée peuvent être modifiées et l'enveloppe de modulation se trouve, dans ce cas, également déformée.

Les facteurs élargissant les spectres de modulation, non-linéarité des caractéristiques et modulation parasite en phase, sont par conséquent importants aussi bien au point de vue de la distorsion du signal qu'au point de vue des perturbations apportées aux signaux transmis sur les fréquences voisines. Les fréquences nouvelles se trouvant en dehors de la bande utile à transmettre peuvent être éliminées à la réception ; celles se trouvant à l'intérieur de cette bande ne peuvent pas être éliminées et, après détection, déforment le signal reçu. De même, les composantes nouvelles se trouvant à l'intérieur des bandes de fréquences constituant un autre signal transmis, ne peuvent pas en être séparées et, après détection, introduisent des fréquences nouvelles qui s'ajoutent à celles formant le signal considéré.

Le signal transmis est constitué, dans le cas de la radiotéléphonie, par un mélange des fréquences dont on connaît approximativement la répartition dans la gamme musicale. L'audibilité des distorsions et l'influence de l'empiètement des signaux de deux émissions voisines ont été l'objet des études nombreuses qui ont permis de fixer les limites à ne pas dépasser.

Les exigences de la qualité électroacoustique de transmission sont actuellement de plus en plus croissantes. L'augmentation de la puissance des émetteurs a permis d'élever le rapport du champ utile aux champs parasites, atmosphériques ou industriels. Les distorsions réelles des émetteurs modernes de radio-diffusion tendent vers les valeurs de plus en plus basses. Par la répartition judicieuse des longueurs d'ondes, on s'efforce à diminuer les influences gênantes des transmissions voisines.

Il nous a donc paru intéressant d'apporter une contribution à l'étude de ces problèmes. En laissant de côté les questions statistiques de répartition des fréquences dans un signal radiotéléphonique et de l'audibilité des distorsions, nous nous sommes limités volontairement à l'étude détaillée des imperfections d'un

système de modulation bien déterminé, imperfections ayant pour conséquence l'extension du spectre émis.

Nous nous sommes préoccupés uniquement de la modulation symétrique à deux bandes latérales, sans tenir compte des possibilités de la réduction des spectres émis par l'emploi des systèmes à bande latérale unique ou à bandes latérales dissymétriques.

Le système examiné, l'un des plus répandus à l'heure actuelle, est celui de la modulation anodique d'un amplificateur à triodes à l'aide d'un modulateur à haut rendement.

Ce système, employé dès les débuts de la radiotéléphonie sous forme de la modulation à « courant constant » utilisant les modulateurs classe A à bas rendement, a été avantageusement modifié depuis l'apparition des modulateurs classe B dont le progrès récent a rendu possible l'emploi dans de bonnes conditions de qualité électroacoustique.

Dans ce système, l'amplificateur modulé peut être considéré comme un convertisseur d'énergie transformant l'énergie à courant continu anodique en énergie de l'onde porteuse, l'énergie des bandes latérales étant fournie par le modulateur dont la puissance doit être de même ordre de grandeur que celle de l'amplificateur modulé.

L'étude des phénomènes secondaires de modulation nécessite évidemment la connaissance préalable des phénomènes essentiels. Nous avons donc développé notre théorie des amplificateurs à triodes en lui fournissant une base expérimentale. Nous avons pu ainsi étudier les facteurs qui influencent les formes des caractéristiques de modulation et qui déterminent leur non-linéarité et, par conséquent, les spectres émis.

Nous avons également étudié en détail les phénomènes de modulation parasite en phase dans les amplificateurs modulés sur l'anode. Nous avons mesuré le degré de modulation parasite pratiquement obtenue et nous avons relevé les spectres réellement émis.

Le spectre émis par un amplificateur modulé idéal serait celui du modulateur qui lui est associé. L'étude des non-linéarités des modulateurs à haut rendement est donc indispensable à la connaissance des spectres de modulation.

De nombreux phénomènes de natures différentes interviennent pour créer des imperfections dans la transmission assurée par ces

appareils. L'examen détaillé de ces imperfections nous montre qu'elles peuvent être atténuées ; une méthode, utilisant les propriétés de la contre-réaction, que nous avons étudiée dans ce but, s'est révélée particulièrement intéressante sous ce rapport.

Nous tenons tout particulièrement à remercier M. le Professeur Eugène Darmois qui a accepté d'assurer la haute direction de nos recherches, ainsi que MM. les Professeurs Cabannes et Bedeau qui ont bien voulu s'intéresser à notre travail.

Nous sommes également très reconnaissants à M. Léon Eyrolles qui a mis à notre disposition ses Laboratoires de Recherches dirigés avec compétence par M. O. Yadoff, ingénieur-docteur.

CHAPITRE PREMIER

SPECTRES ÉMIS PAR LES AMPLIFICATEURS A MODULATION ANODIQUE

I. — SPECTRES DE MODULATION

1. Modulation en amplitude. — Considérons la loi $A = f(V)$ de variation de l'amplitude d'une oscillation à haute fréquence E en fonction de la tension modulatrice V qui constitue le signal à transmettre. Supposons que ce signal soit représenté par une tension sinusoïdale $V_0 \cos \omega t$. L'amplitude de la tension à haute fréquence varie suivant la courbe $A = f(V)$ et, dans le cas général, n'est pas sinusoïdale. La tension à haute fréquence instantanée est donc :

$E = [A_0 + A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) + A_3 \cos(3\omega t + \varphi_3) + \dots] \cdot \cos \Omega t$
ou A_0 est le terme constant et A_1, A_2 , etc., sont les termes de pulsations $\omega, 2\omega$ etc., du développement en série de FOURIER de l'enveloppe de la tension à haute fréquence.

Cette expression peut être représentée sous forme :

$$E = A_0 \cos \Omega t + \frac{A_1}{2} \cos (\Omega t + \omega t + \varphi_1) + \frac{A_1}{2} \cos (\Omega t - \omega t - \varphi_1) \\ + \frac{A_2}{2} \cos (\Omega t + 2\omega t + \varphi_2) + \frac{A_2}{2} \cos (\Omega t - 2\omega t - \varphi_2) + \dots \quad (1-1)$$

La tension à haute fréquence comporte ainsi en plus de la composante de fréquence initiale, également des termes nouveaux de pulsations $\Omega \pm \omega, \Omega \pm 2\omega, \Omega \pm 3\omega$, etc.

L'ensemble de ces composantes constitue le spectre de modulation, la composante de fréquence fondamentale étant « l'onde porteuse », et les autres composantes « les bandes latérales ».

Lorsque le signal à transmettre comporte plus d'une seule fréquence, on peut montrer que la non-linéarité de la caractéristique

de modulation introduit, en plus des bandes latérales harmoniques, également des bandes latérales correspondant aux fréquences différentielles et additionnelles.

Considérons, par exemple, une caractéristique de modulation de forme : $A = A_0 + BV - CV^2$. Si le signal V comprend deux fréquences différentes :

$$V = V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t$$

la tension à haute fréquence instantanée est :

$$E = [A_0 + B(V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t) - C(V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t)^2] \cdot \cos \Omega t$$

On obtient, après avoir développé cette expression :

$$\begin{aligned} E = & \left(A_0 - \frac{CV_1^2}{2} - \frac{CV_2^2}{2} \right) \cos \Omega t + \frac{BV_1}{2} \cos (\Omega t + \omega_1 t) + \frac{BV_1}{2} \cos (\Omega t - \omega_1 t) \\ & + \frac{BV_2}{2} \cos (\Omega t + \omega_2 t) + \frac{BV_2}{2} \cos (\Omega t - \omega_2 t) - \frac{CV_1^2}{4} \cos (\Omega t - 2\omega_1 t) \\ & - \frac{CV_1^2}{4} \cos (\Omega t + 2\omega_1 t) - \frac{CV_2^2}{4} \cos (\Omega t - 2\omega_2 t) - \frac{CV_2^2}{4} \cos (\Omega t + 2\omega_2 t) \\ & - \frac{CV_1 V_2}{2} \cos (\Omega t + \omega_1 t + \omega_2 t) - \frac{CV_1 V_2}{2} \cos (\Omega t + \omega_1 t - \omega_2 t) \\ & - \frac{CV_1 V_2}{2} \cos (\Omega t - \omega_1 t + \omega_2 t) - \frac{CV_1 V_2}{2} \cos (\Omega t - \omega_1 t - \omega_2 t) \quad (1-2) \end{aligned}$$

On voit que les bandes latérales correspondant aux fréquences différentielles et additionnelles sont deux fois plus importantes que les bandes latérales correspondant aux harmoniques.

La figure 1 représente, à titre d'exemple, le spectre obtenu pour le cas suivant :

$$\begin{aligned} V_1 = V_2; \quad f_1 = 5 \text{ KC.}; \quad f_2 = 6 \text{ KC.}; \\ F = 565 \text{ KC.}; \quad BV_1 = BV_2 = 0,4 \text{ A}; \quad CV_1^2 = CV_2^2 = 0,04 \text{ A.} \end{aligned}$$

Les caractéristiques de modulation réelles possèdent le plus souvent des formes plus compliquées et, généralement, ne peuvent être exprimées que par un nombre de termes plus élevé. Les tensions différentielles et additionnelles de pulsations $\Omega \pm (n\omega_1 \pm m\omega_2)$ apparaissent dans ce cas et étendent le spectre émis. D'autre part, le signal à transmettre est habituellement constitué par un mélange de plusieurs fréquences. Il en résulte l'apparition des bandes multiples et souvent très éloignées de la fréquence de l'onde porteuse.

La distorsion du signal à la réception est caractérisée par le

rapport de la valeur efficace de l'ensemble des amplitudes des fréquences nouvelles créés par les imperfections du système de transmission, à l'amplitude de la tension représentant ce signal. Dans le cas d'une détection linéaire, ce rapport (taux de distorsion) est égal à celui des bandes latérales correspondantes.

Lorsque la modulation s'effectue purement en amplitude, le spectre émis définit donc la forme du signal transmis et inversement, la connaissance de la forme du signal à la réception permet de déterminer le spectre émis.



Fig. 1. — Spectre émis par un amplificateur modulé à caractéristique non linéaire.

2. Modulation parasite en phase. — Nous verrons plus loin qu'il est pratiquement impossible de produire des oscillations à haute fréquence de phase absolument stable au cours d'un cycle de modulation. Toute oscillation modulée en amplitude l'est également en phase, dans une mesure plus ou moins grande. Cette modulation en phase est alors considérée comme une modulation parasite.

Supposons, d'une part, que la modulation en amplitude soit sensiblement linéaire, c'est-à-dire que la forme de l'enveloppe soit à peu près sinusoïdale et, d'autre part, que la variation de la phase soit proportionnelle au taux de modulation.

Dans ces conditions, une oscillation modulée sinusoïdalement en amplitude et affectée d'une modulation parasite en phase peut être représentée par :

$$E = A \cos(\omega t + K\varphi_0 \cos \omega t)(1 + K \cos \omega t) \quad (1-3)$$

Cette expression peut être développée en utilisant les fonctions de BESSEL.

La modulation parasite en phase pouvant exister dans les émetteurs à modulation anodique peut être réduite pratiquement à quelques degrés ($\varphi_0 \leq 0,1$). Il est donc possible, pour un calcul approché, d'écrire :

$$\sin(K\varphi_0 \cos \omega t) \cong K\varphi_0 \cos \omega t$$

d'où

$$\cos(K\varphi_0 \cos \omega t) \cong 1 - \frac{K^2\varphi_0^2}{4} - \frac{K^2\varphi_0^2}{4} \cos 2\omega t$$

et, en partant de (1-3)

$$E = [A \cos \Omega t (1 - \frac{K^2\varphi_0^2}{4} - \frac{K^2\varphi_0^2}{4} \cos 2\omega t + AK\varphi_0 \cos \omega t \sin \Omega t) \times [1 + K \cos \omega t]$$

Remplaçons les produits des fonctions trigonométriques par les fonctions des sommes et des différences des angles. Comme $\varphi = 0,1$, on peut négliger, d'une part, $\frac{K^2\varphi_0^2}{4}$ et $\frac{K^3\varphi_0^2}{16}$ devant l'unité et, d'autre part $\frac{K^2\varphi_0^2}{8}$ devant $\frac{K^2\varphi_0}{2}$.

Dans ces conditions, on trouve, tous calculs faits :

$$\begin{aligned} E \cong A \left(1 - \frac{K^2\varphi_0^2}{2} \right) \cos \Omega t - \frac{K^2 A \varphi_0}{2} \sin \Omega t + \frac{AK}{2} \cos(\Omega t + \omega t) \\ + \frac{AK}{2} \cos(\Omega t - \omega t) \\ - \frac{AK\varphi_0}{2} \sin(\Omega t + \omega t) - \frac{AK\varphi_0}{2} \sin(\Omega t - \omega t) - \frac{K^2\varphi_0 A}{4} \sin(\Omega t + 2\omega t) \\ - \frac{K^2 A \varphi_0}{4} \sin(\Omega t - 2\omega t) - \frac{K^3 A \varphi_0^2}{16} \cos(\Omega t + 3\omega t) - \frac{K^3 A \varphi_0^2}{16} \cos(\Omega t - 3\omega t) \quad (1-4) \end{aligned}$$

Les nouvelles bandes latérales provenant de la modulation en phase modifient l'amplitude et la phase des bandes latérales principales qui deviennent $\frac{AK}{2} \sqrt{1 + \varphi_0^2}$ au lieu de $\frac{AK}{2}$.

D'autre part, des bandes nouvelles de pulsations $\Omega \pm 2\omega$ et $\Omega \pm 3\omega$ apparaissent malgré la linéarité supposée du système.

Le rapport de la bande de pulsation $\Omega \pm 2\omega$ à la bande latérale principale est approximativement :

$$\frac{K^2\varphi_0 A}{4} \cdot \frac{2}{AK} = \frac{K\varphi_0}{2}$$

Ainsi, pour $K = 1$, un degré de la variation de phase produit deux bandes latérales de pulsation de $\Omega \pm 2\omega$, chacune de 0,87 % de l'amplitude des bandes latérales principales de pulsation de $\Omega \pm 2\omega$.

Nous retrouvons là le même ordre de grandeur que celui indiqué par FITCH (22).

Les bandes de pulsations $\Omega \pm 3\omega$ sont sensiblement plus faibles. Pour $K = 1$, et $\varphi_0 = 0,1$, leur amplitude n'est que de 0,125 % environ de l'amplitude des bandes principales.

Ces bandes peuvent être négligées pratiquement.

Lorsque l'on considère des caractéristiques de modulation non-linéaires, l'expression de l'oscillation modulée devient :

$$E = A \cos (\Omega t + K_1 \varphi_0 \cos \omega t) (1 + K_1 \cos \omega t + K_2 \cos 2\omega t + \dots)$$

Les développements sont dans ce cas très longs, mais on peut résumer ainsi les résultats : en plus des bandes existant dans l'hypothèse de la linéarité de la modulation, il apparaît de nouveaux termes de forme $\cos(\Omega t \pm n\omega t)$ et $\sin(\Omega t \pm n\omega t)$. Si la non-linéarité de la caractéristique n'est pas très grande ($K_2 \ll K_1$), les termes $\sin(\Omega t \pm n\omega t)$ peuvent être négligés.

La figure 2 montre, à titre d'exemple, le spectre obtenu pour $K = 1$, $\varphi_0 = 0,1$; $F = 565$ KC et $f = 5$ KC.

Dans le cas de la modulation linéaire, les bandes de pulsations $\Omega \pm 2\omega$ n'introduisent évidemment aucune distorsion dans l'enveloppe de modulation et, par conséquent, dans la forme du signal après détection. Si, cependant, par suite du passage dans des circuits désaccordés ou par suite des phénomènes sélectifs de propagation, la phase de ces composantes tourne de l'angle θ , la phase des autres composantes restant fixe, une distorsion égale à environ $\frac{K\varphi_0}{2} \frac{\sin \theta}{2}$ est introduite dans la forme du signal. On voit

donc que la connaissance de celle-ci n'est pas suffisante pour déterminer l'encombrement en fréquences d'un signal radioélectrique. D'autre part, la distorsion maximum pouvant résulter d'une modulation en phase correspond à $\theta = \pi/2$ et est égale à $\frac{K\varphi_0}{2}$ environ. Cette dernière valeur détermine les limites admissibles, au point de vue de la distorsion, pour la modulation parasite en phase.

II. — MODULATION ANODIQUE

1. Amplificateurs modulés. — Nous venons de voir que la non-linéarité des caractéristiques de modulation et la modulation parasite en phase peuvent étendre considérablement le spectre d'une émission radioélectrique et introduire une distorsion dans la forme du signal à transmettre.

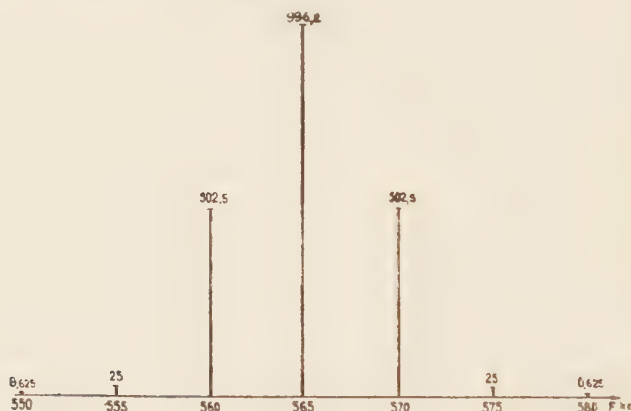


Fig. 2. — Spectre émis par un amplificateur modulé linéaire affecté d'une modulation en phase.

Dans le cas de la modulation anodique d'un amplificateur à triodes, la caractéristique de modulation est la courbe reliant la tension à haute fréquence, à la sortie de l'amplificateur modulé, à la tension instantanée appliquée à son anode. De même, la caractéristique de phase est la courbe reliant la phase de l'oscillation modulée à la tension anodique appliquée. La connaissance de ces deux courbes permet de déterminer, d'une part, le spectre de l'émission, et, d'autre part, la distorsion après détection linéaire.

La forme des caractéristiques de modulation d'un amplificateur modulé sur l'anode dépend d'un grand nombre de facteurs dont le choix doit tenir compte non seulement des conditions de linéarité, mais également des conditions de puissance et de rendement.

Si l'on possède une famille complète des caractéristiques statiques des triodes employées, il est possible, en utilisant la méthode graphique indiquée encore par MÖLLER, de calculer pour

différents paramètres les courants et les tensions dans les circuits d'un amplificateur et de constituer ainsi un réseau des caractéristiques de modulation.

Ces calculs extrêmement longs peuvent être facilités par l'emploi des caractéristiques statiques à courant constant, ou encore, en admettant certaines hypothèses simplificatrices concernant la forme du courant anodique.

Dans cette étude, nous allons utiliser la méthode approchée que nous avons élaborée antérieurement (17). Contrairement aux méthodes ci-dessus, notre méthode permet de prévoir rapidement la forme des caractéristiques de modulation ainsi que d'évaluer, avec une certaine approximation, l'influence des différents paramètres.

Lors de la modulation anodique, les phénomènes parasites accompagnant la modulation d'amplitude provoquent toujours une certaine variation de la phase de l'oscillation à haute fréquence. Parmi ces phénomènes, les plus importants sont dus, d'une part, à la variation des résistances internes des triodes au cours d'un cycle de modulation et, d'autre part, à la réaction par la capacité interne. Certains de ces phénomènes ont déjà été partiellement étudiés (22). La connaissance de leurs ordres de grandeurs permet de déterminer l'étendue du spectre de modulation qui en résulte.

2. Modulateurs à haut rendement. — On sait que la puissance à fréquence musicale appliquée à l'anode d'un amplificateur modulé doit être, pour la modulation sinusoïdale et complète, la moitié de la puissance en courant continu appliquée au même circuit. Pour un rendement de l'étage modulé de 70 %, la puissance musicale est donc de l'ordre de 0,72 de la puissance utile. Sauf pour les émetteurs de faible puissance, son importance ne permet guère d'envisager l'utilisation de modulateurs autres que les modulateurs classe B à haut rendement.

Le fonctionnement de ces derniers est basé sur la compensation des harmoniques paires de deux bras d'un amplificateur à triodes fonctionnant avec le courant anodique non sinusoïdal, le rendement énergétique pouvant atteindre 60 à 70 %.

La compensation des harmoniques paires est plus ou moins complète ; les harmoniques impaires ne sont pas négligeables ; le courant de grille du modulateur introduit une certaine non-linéa-

rité ; les inductances de fuite des transformateurs compliquent la commutation des anodes, etc... Tous ces phénomènes interviennent pour compromettre la linéarité des caractéristiques des modulateurs à haut rendement, et nous verrons plus loin que les extrémités du spectre musical sont particulièrement défavorisés sous ce rapport.

Il est évident que le spectre transmis par un amplificateur modulé à caractéristiques linéaires, correspond à celui du modulateur qui lui fournit l'énergie à fréquence musicale. Dans un cas plus général d'un amplificateur modulé à caractéristiques non linéaires, le spectre obtenu résulte de la superposition des harmoniques créés par le modulateur à ceux prenant naissance dans l'amplificateur modulé.

CHAPITRE II

CARACTÉRISTIQUES DES AMPLIFICATEURS MODULÉS SUR L'ANODE

I. — CALCUL APPROXIMATIF DES AMPLIFICATEURS A TRIODES

1. Caractéristiques statiques. — Il semble très difficile d'exprimer sous une forme générale les caractéristiques statiques des triodes si l'on recherche une certaine précision. Les formules linéaires ne tiennent compte ni des courbures inférieures, ni des

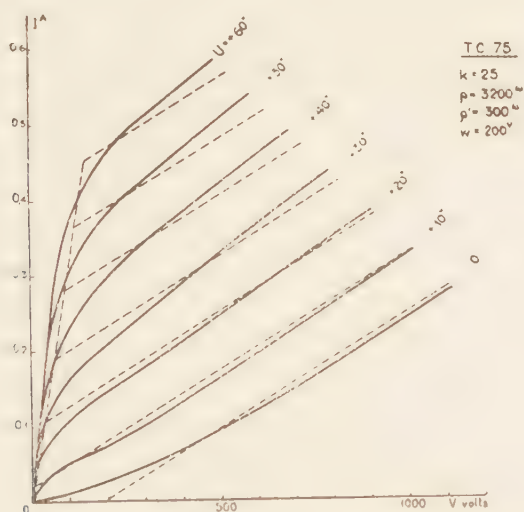


Fig. 3. — Caractéristiques réelles et caractéristiques équivalentes des triodes Philips TC 1/75.

courbures supérieures. La formule de LANGMUIR traduit approximativement la forme de la courbure inférieure, mais elle est inapplicable pour les régions de la courbure supérieure.

Or, si l'on peut parfois négliger la courbure inférieure des carac-

téristiques, le fonctionnement même de la modulation sur l'anode est, comme nous le verrons, le plus souvent basé sur l'existence de la courbure supérieure.

Les caractéristiques réelles des triodes comprennent généralement une partie presque linéaire où le coefficient d'amplification k et la résistance interne ρ restent sensiblement constants et une partie (pour faibles tensions anodiques et fortes tensions de grille) où ρ diminue rapidement et tendant vers une valeur limite minimum, k diminuant également et tendant vers zéro (fig. 2 et 4).

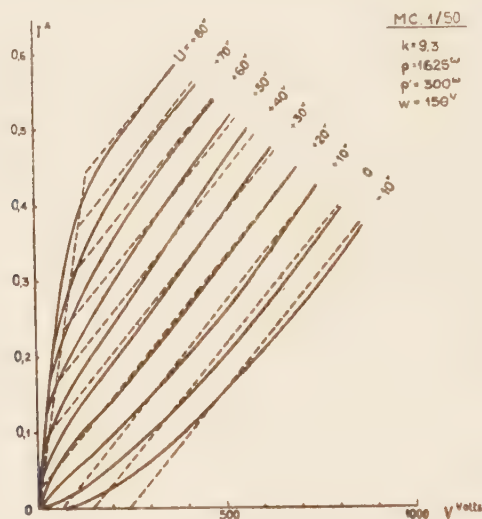


Fig. 4. — Caractéristiques réelles et caractéristiques équivalentes des triodes Philips MC 1/50

Les caractéristiques équivalentes que nous allons employer comprendront deux parties linéaires, la première partie étant caractérisée par l'équation

$$\rho I = V - w + kU \quad (2-1)$$

(où k et ρ sont des constantes) et la seconde correspondant à l'équation

$$\rho' I = V \quad (2-2)$$

où $\rho' < \rho$ et où k est nul.

Le passage d'une partie à l'autre se fait sans transition et peut être déterminé de la façon suivante :

Soit V_{min} la tension anodique correspondant à ce passage

pour la tension de grille U . Pour la première zone des caractéristiques, on a :

$$\rho I = V_{min} - \omega + kU$$

Pour la seconde zone, $I = \frac{V_{min}}{\rho^1}$ d'où

$$V_{min} = \frac{kU}{\rho/\rho' - 1} - \frac{\omega}{\rho/\rho' - 1}$$

Le plus souvent, on peut négliger ω devant kU .

Dans ce cas on a :

$$U = \gamma V_{min} \quad (2-3)$$

où

$$\gamma \cong \frac{\rho/\rho^1 - 1}{k} \quad (2-4)$$

Le coefficient γ est compris pratiquement entre 0,4 et 0,8 dans chaque cas particulier il peut être calculé en partant des caractéristiques réelles.

Dans la partie supérieure, le réseau des caractéristiques équivalentes est limité par la droite $I = I_{sat}$ tenant compte du courant de saturation.

Les figures 3 et 4 montrent, à titre d'exemple, les caractéristiques réelles (en trait plein) et les caractéristiques équivalentes des triodes Philips TC 1/75 et MC 1/50.

2. Formes du courant anodique. — Tant que le point de fonctionnement se trouve dans la première zone, le courant anodique d'un amplificateur peut être déterminé en remplaçant, dans l'équation (2.1), U par $-u + e \cos \Omega t$.

et V par $v - E \cos \Omega t$.

On trouve dans ces conditions :

$$I = \frac{v - \omega - ku}{\rho} + \frac{ke - E}{\rho} \cos \Omega t \quad (2-5)$$

Si l'on tient compte du fait que le courant anodique ne peut pas devenir négatif, on voit que ce courant peut être représenté par une portion de sinusoïde d'angle d'ouverture de $2\varphi_1$. (figure 5a).

Lorsque le point de fonctionnement s'engage dans la seconde zone du réseau des caractéristiques statiques, le courant instantané est déterminé par $\rho' I = V$ (où $V = v - E \cos \Omega t$) et peut être représenté par la figure 5b.

Pour une tension anodique à haute fréquence E atteignant et dépassant la tension continue φ , la forme du courant est donnée respectivement par les figures 5c, et 5d.

Il est évident que les formes du courant ainsi définies ne sont qu'approchées, les formes réelles comportant des courbures progressives. Nous verrons cependant plus loin que l'approximation obtenue par cette représentation schématique est pratiquement satisfaisante.

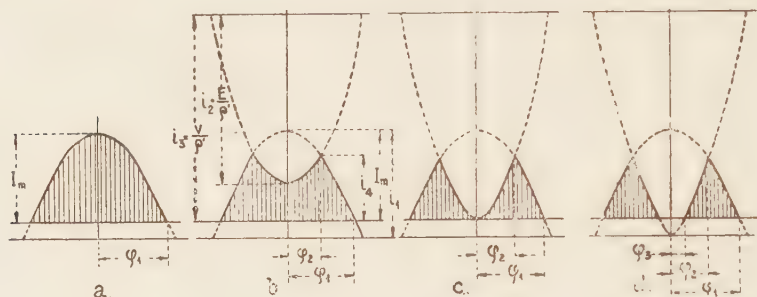


Fig. 5. — Formes théoriques du courant d'anode.

Le terme fondamental du courant anodique peut être calculé en écrivant

$$I_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\varphi_1} I \cos \Omega t d\Omega t.$$

Pour le cas du fonctionnement suivant la figure 5a, le calcul a été indiqué par B. VAN DER POL, d'après qui :

$$I_1 = I_m \frac{\varphi_1 - \sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_1}{\pi(1 - \cos \varphi_1)} \quad (2-6)$$

Pour le cas de la figure 5b, on peut écrire :

$$I_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\varphi_2} [i_1(\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) - i_2(\cos \Omega t - \cos \varphi_2)] \cos \Omega t d\Omega t + \\ + \frac{2}{\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} i_1 \cos (\Omega t - \cos \varphi_1) \cos \Omega t d\Omega t.$$

L'expression ci-dessus peut être ramenée, après quelques transformations simples, à la forme suivante :

$$I_1 = I_1' - I_1'' \quad (2-7)$$

où

$$I_1' = \frac{2}{\pi} \int_0^{\varphi_1} i_1 (\cos \Omega t - \cos \varphi_1) \cos \Omega t d\Omega t \quad (2-8)$$

et

$$I_1'' = \frac{2}{\pi} \int_0^{\varphi_2} (i_1 + i_2) (\cos \Omega t - \cos \varphi_2) \cos \Omega t d\Omega t \quad (2-9)$$

Le terme I_1' correspond à la valeur du courant de fréquence fondamentale qui serait obtenu si les caractéristiques de la triode pouvaient être entièrement exprimées par l'équation (2.4).

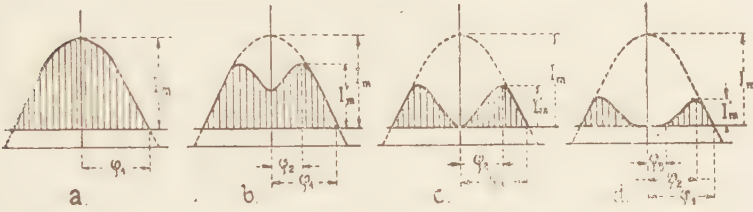


Fig. 6. — Formes réelles du courant d'anode.

Le terme I_1'' représente la diminution du courant provoquée par le passage du point de fonctionnement dans la deuxième zone des caractéristiques.

Le premier terme est donc défini par la formule 2.6. Pour calculer le deuxième terme, écrivons (fig. 5) :

$$i_4 = i_1 (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) = i_3 - i_2 \cos \varphi_2$$

$$I_m = \frac{i_1}{1 - \cos \varphi_1}.$$

Posons, d'autre part : $E = \beta v$.

Comme

$$i_3 = \frac{\rho}{\rho^1} \quad \text{et} \quad i_2 = \frac{E}{\rho^1},$$

$$i_2 = \beta i_3$$

d'où

$$i_4 = i_2(1 - \beta \cos \varphi_2).$$

En combinant toutes ces formules et en intégrant (2.9), on a :

$$I_1'' = \frac{I_m (\varphi_2 - \sin \varphi_2 \cos \varphi_2)(1 - \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2(1 - \beta))}{(1 - \cos \varphi_1)(1 - \beta \cos \varphi_2)}.$$

Dans le cas particulier où $E = \nu$, $\beta = 1$ d'où :

$$I_1'' = \frac{I_m \varphi_2 - \sin \varphi_2 \cdot \cos \varphi_2}{\pi (1 - \cos \varphi_2)} \quad (2-10)$$

I_1'' est donc exprimé par la même formule que I_1' mais avec l'angle φ_2 à la place de l'angle φ_1 .

3. Régimes de fonctionnement. — Les formes du courant de la figure 6 peuvent être obtenues successivement en élevant la tension d'excitation. On peut donc appeler les régimes correspondants : régime sousexcité (fig. 6a), régime surexcité (fig. 6b) ou régime fortement surexcité (fig. 6c).

Le passage du régime sousexcité au régime surexcité peut être déterminé en écrivant que, pour l'instant du passage, on a : $U = \gamma V$.

Or, $U = -u + e \cos \Omega t$; $V = \nu - E \cos \Omega t$; d'autre part, pour cet instant, $\Omega t = \varphi_2$.

On trouve donc :

$$\cos \varphi_2 = \frac{u + \gamma \nu}{e + \gamma E} \quad (2-11)$$

Le courant instantané s'annule pour la tension anodique nulle : $V = \nu - E \cos \Omega t = 0$. L'angle correspondant, $\Omega t = \varphi_3$, est donc déterminé par la relation :

$$\cos \varphi_3 = \frac{\nu}{E} \quad (2-12)$$

L'angle d'apparition du courant φ_1 peut être déterminé en remplaçant, dans l'équation (2.5), Ωt par φ' et en écrivant : $I = 0$.

On trouve, dans ces conditions,

$$\cos \varphi_1 = \frac{\nu - \omega - ku}{E - ke} \quad (2-13)$$

Les formes des courants ainsi obtenues définissent les régimes de fonctionnement. Nous verrons plus loin que les amplificateurs modulés sur l'anode peuvent passer, au cours d'un cycle de modulation, par ces différents régimes. L'étude de la linéarité des caractéristiques de modulation doit en tenir compte.

II. — CARACTÉRISTIQUES DE MODULATION

1. Diagrammes de modulation pour les amplificateurs sous-excités. — Nous allons étudier le fonctionnement des amplificateurs modulés sur l'anode en utilisant le diagramme de modulation que nous avons établi pour les amplificateurs sous excités (16) et surexcités (17).

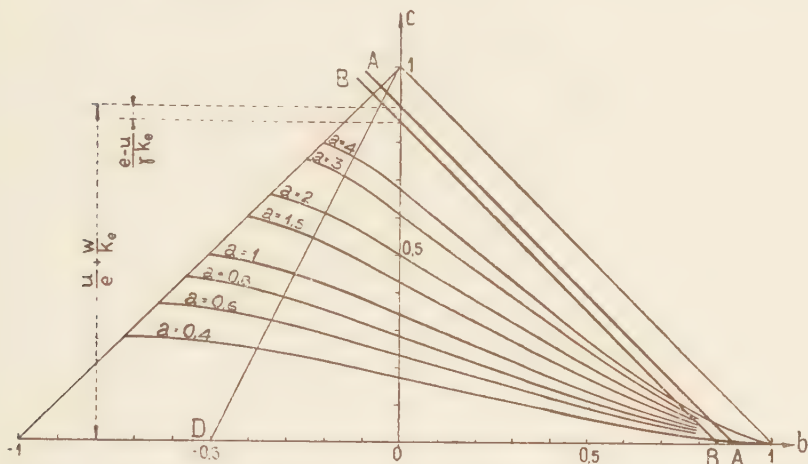


Fig. 7. — Diagramme de modulation.

Posons :

$$\frac{E}{k_e} = C \quad (2-14)$$

et

$$\frac{u - \frac{v - w}{k_e}}{e} = b \quad (2-15)$$

Considérons l'instant qui correspond à $\Omega t = 0$. Les tensions de grille et d'anode sont respectivement $U = -u + e$ et $V = v - E$. Le courant anodique instantané correspondant est $I_m = I_1 \cdot N$. (2.16).

En combinant ces relations avec l'équation de la caractéristique statique (première zone) et en écrivant : $\frac{Z}{\phi} = a$; $N = f(a, b)$ on a :

$$I_1 = \frac{ke(1 - b)}{N_p + Z} \quad \text{d'où} \quad C = \frac{a(1 - b)}{a + f(a, b)} \quad (2-17)$$

La famille des courbes $C = f(a, b)$ représentée sur la figure 7 constitue notre diagramme de modulation.

Considérons un point quelconque 0 de ce diagramme (fig. 8). Ce point est caractérisé d'abord par l'angle de base du courant anodique φ_1 . En partant de (2.13), on a : $\cos \varphi_1 = \frac{b}{1-C}$. Il peut donc être représenté sur le diagramme par un angle α tel que $\text{tg } \alpha = \cos \varphi_1$.

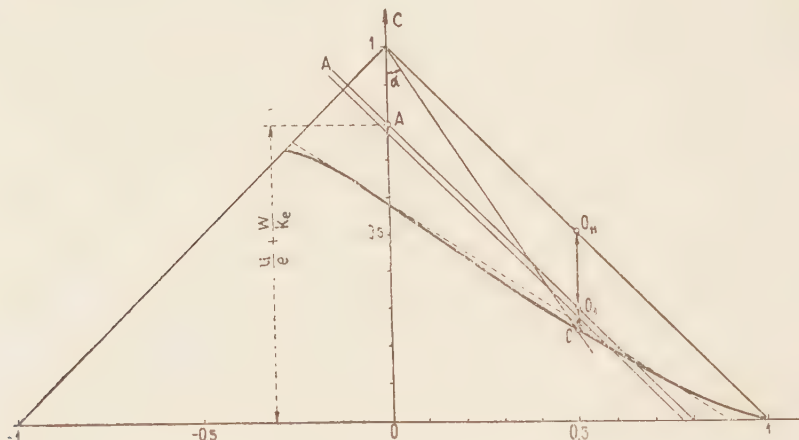


Fig. 8. — Détermination d'un point de fonctionnement sur le diagramme de modulation.

Le courant instantané maximum I_m peut être trouvé pour le point 0 en écrivant que, pour $\Omega t = 0$, on a :

$$\rho I_m = v - E - w - ku + ke$$

d'où

$$\frac{\rho I_m}{ke} = 1 - b - C \quad (2-18)$$

La représentation graphique de ce courant est évidente :

$$\frac{\rho I_m}{ke} = 00_{11}$$

La tension anodique appliquée peut également être représentée sur le diagramme de modulation. En partant de (2.15) on a :

$\frac{v}{ke} = \frac{u}{e} - \frac{w}{ke} - b$. On voit donc que la tension anodique peut être figurée par la droite AA.

Partons de la caractéristique pour le régime sous excité de la figure 9.

La partie PP_1P_2 reste évidemment valable. Pour les valeurs de b plus grandes que celles correspondant à P_2 , la nouvelle caractéristique passera entre la caractéristique primitive et la droite de surexcitation (elle ne peut pas dépasser cette dernière, étant donné que dans ce cas le fonctionnement deviendrait de nouveau sousexcité).

Pour $\nu = 0$, on a $E = 0$: la nouvelle caractéristique passera donc par le point P_4 . Entre les points P_4 et P_2 il n'y a, *a priori*, aucune raison interdisant à la tension E de devenir égale à la tension continue ν . Si cette égalité est réalisée pour le point P_3 , pour les valeurs de b supérieures la tension ne pourra dépasser que de très peu la tension continue ν . En effet, lorsque $E > \nu$ la forme du courant est donnée par la figure 5d. D'après la formule (2.12)

l'angle φ_3 est une fonction très rapidement croissante du rapport $\frac{E}{\nu}$ (pour $\frac{E}{\nu}$ peu différents de l'unité). L'augmentation de φ_3 fait diminuer également très rapidement le terme fondamental du courant

anodique et, par conséquent, la tension E . Un état d'équilibre s'établit donc ; il correspond à une valeur de E ne dépassant que de très peu la tension continue ν . Entre les points P_3 et P_4 la caractéristique suivra de près la droite de la tension continue.

Le point P_3 peut être trouvé en calculant pour deux ou trois points de la caractéristique la diminution d'amplitude provoquée par la surexcitation de l'amplificateur.

Considérons un point quelconque P_6 d'une caractéristique de modulation.

La valeur correspondante de C est donnée par :

$$C = \frac{a\rho I_m}{keN} \quad (2-20)$$

En régime surexcité la tension C devient C' :

$$C' = C - \Delta C \quad \text{où} \quad \Delta C = \frac{a\rho I_m}{keN''} \quad \text{et} \quad N'' = \frac{I_m}{I_1''} = f(\varphi_2).$$

Pour chaque point examiné nous pouvons calculer par la formule (2.11) la valeur de $\cos \varphi_2$ d'où on a la valeur de N'' . D'autre part, $\frac{\rho I_m}{ke}$ est donné par le diagramme.

On tracera la courbe $C - \Delta C = f(b)$, courbe qui est inexacte pour tous les points, sauf celui qui correspond à la condition recherchée $v = E$ et qui se trouve, évidemment, sur l'intersection de la courbe $C - \Delta C = f(b)$ avec la droite de la tension anodique $\frac{v}{k_e} = f(b)$.

Les quatre points $P_1P_2P_3P_4$ déterminent la caractéristique de modulation.

Pratiquement nous nous sommes presque toujours contents de la connaissance des points P_1P_2 et P_4 qui suffisent pour connaître l'allure de la caractéristique recherchée.

3. Courbures des caractéristiques de modulation. — Il est facile de voir sur le diagramme de modulation comment se déforment les caractéristiques en fonction de principaux paramètres : u , e et a . Pour des valeurs de a assez faibles (1 à 3), lorsque le fonctionnement s'effectue partiellement en régime surexcité et partiellement en régime sousexcité, les caractéristiques se présentent sous forme de deux parties de pentes différentes se raccordant par une large courbure. La distorsion peut être, dans ce cas, très importante.

Lorsque l'on augmente l'excitation ou lorsque, jusqu'à certaines limites, on abaisse la polarisation, le point de jonction de deux parties des caractéristiques remonte pour disparaître finalement.

On est arrêté dans cette voie par la dissipation de la grille qui peut devenir prohibitive ; l'amplification en puissance de l'étage tombe dans ces conditions à une valeur de l'ordre de 8 ou 10.

Dans le cas où la dissipation de la grille ou la puissance d'excitation disponible ne permettent pas d'obtenir des caractéristiques suffisamment linéaires, l'allure de celles-ci peut être améliorée en remontant l'impédance de charge, ce qui correspond en même temps à un abaissement de la puissance utile.

On peut montrer que l'utilisation d'une modulation supplémentaire sur la grille augmente également la linéarité des caractéristiques de modulation dans le cas où l'excitation est insuffisante.

Cette modulation supplémentaire est souvent employée sous forme indirecte en utilisant la variation du courant de grille dans un cycle de modulation (17).

Enfin, un facteur dont nous n'avons pas encore tenu compte,

mais qui est cependant l'une des caractéristiques principales d'une triode, est le courant de saturation. Son influence se manifeste par l'augmentation de la courbure supérieure.

L'existence de la courbure provoquée par le fait que le courant instantané s'approche trop du courant de saturation est un phénomène qui détermine pratiquement, avec la dissipation de l'anode et de la grille, la puissance de la triode examinée.

III. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES CARACTÉRISTIQUES DE MODULATION

1. Description de l'amplificateur d'essai. — L'étude expérimentale des caractéristiques de modulation que nous avons effectuée avait pour but la vérification de la validité des hypothèses de base de la théorie simplifiée exposée plus haut.

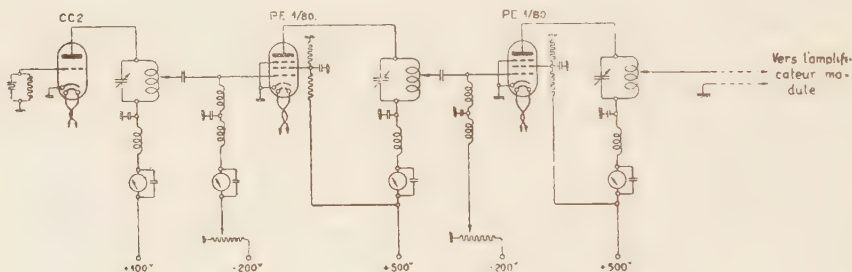


Fig. 10. — Schéma de principe de l'ensemble générateur-séparateur.

En particulier il était important de connaître l'ordre de grandeur de l'approximation à laquelle conduit le remplacement des caractéristiques réelles par les caractéristiques équivalentes.

L'appareillage utilisé comprend d'une part, un oscillateur suivi de deux amplificateurs, dont le dernier est capable de délivrer une puissance de l'ordre de 50 watts (fig. 10), et d'autre part, un amplificateur modulé sur l'anode (fig. 11).

L'oscillateur-amplificateur ne présente aucune particularité. Il est prévu pour fournir à l'amplificateur modulé une tension d'excitation stable en fréquence et en amplitude.

L'amplificateur modulé a été étudié spécialement en vue de l'élimination des phénomènes parasites pouvant se superposer aux phénomènes examinés. En particulier, toutes les précautions

ont été prises pour réduire au minimum les réactions du circuit anodique sur celui de la grille.

Le circuit oscillant anodique comporte une résistance de charge R constituée par un dépôt de carbone sur un tube de porcelaine. Cette résistance est plongée dans une cuvette remplie de tétrachlorure de carbone (18) à sa température d'ébullition. Nous avons pu vérifier que sa valeur reste constante à moins de 1 % pour toutes les intensités utilisées. La résistance propre du circuit oscillant r a été mesurée par la méthode de la résistance additionnelle ; elle est de 6,70 ohms pour la fréquence de fonctionnement de 565 kc.

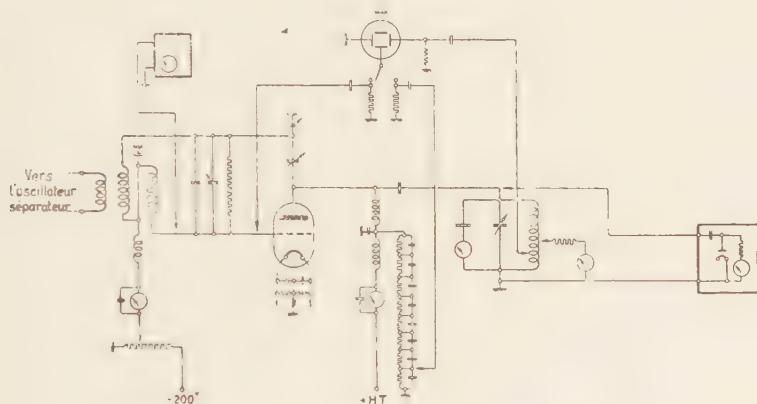


Fig. 11. — Schéma de principe de l'amplificateur modulé.

Dans ces conditions, la valeur de l'impédance de charge peut être déterminée en écrivant :

$$P = \frac{E^2}{2Z} = r i_{co}^2 + R i_R^2$$

Nous avons effectué nos essais avec les impédances Z de 3.100, 5.000 et 7.500 ohms.

La tension anodique à haute fréquence était mesurée à l'aide d'un voltmètre de crête dont nous estimons la précision à 2 %. Un deuxième voltmètre de crête indiquait la tension d'excitation de grille.

2. Étude du diagramme de modulation. — Nous avons utilisé trois types différents de triodes : Philips TC 1/75, Philips MC 1/50,

et R. C. A 834. Nous exposerons ici seulement les résultats obtenus avec les deux premiers.

Nous avons d'abord relevé point par point les courbes $E = f(\nu)$ pour différentes tensions d'excitation e et pour différentes valeurs de la tension de polarisation u .

Les courbes des figures 12 et 13 résument les essais effectués sur la triode TC' /75. On voit que les courbes expérimentales (en pointillé) se placent correctement sur le diagramme théorique. La précision semble, toutefois, insuffisante pour le régime sous excité

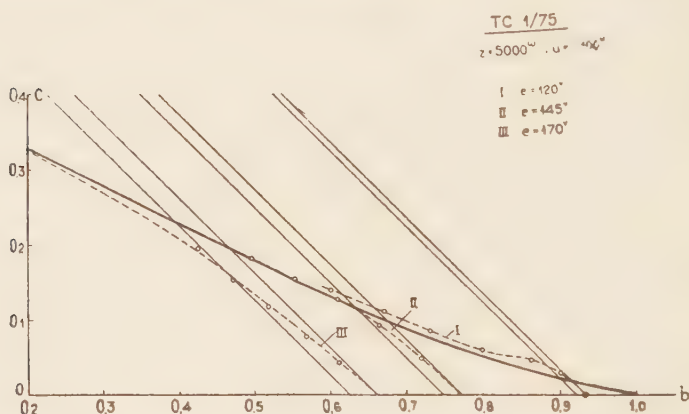


Fig. 12. — Diagramme expérimental d'une triode TC 1/75 pour $u = 100$ volts.

où les points relevés correspondent à la courbure inférieure des caractéristiques statiques, courbure qui, évidemment, disparaît dans les caractéristiques équivalentes.

Les figures 14 et 15 montrent les résultats très analogues obtenus pour les triodes MC 1/50. Dans ce cas également, les points expérimentaux se placent très près des courbes théoriques, sauf dans la partie des caractéristiques correspondant au fonctionnement sous-excité dans la courbure inférieure [des caractéristiques statiques.

Par contre, en régime surexcité, la correspondance des résultats expérimentaux avec les calculs théoriques est excellente pour tous les essais.

Pour explorer les parties des caractéristiques de modulation se trouvant au-dessus de 1.000 volts (tension nominale d'emploi des tubes utilisés), nous avons appliqué à l'anode de l'amplificateur une tension musicale à 500 pps. et nous avons relevé à

l'oscilloscope cathodique l'enveloppe de la courbe $E = f(\nu)$ en appliquant, par la méthode connue, à une paire de plaques la tension à haute fréquence et à l'autre la tension à 500 pps.

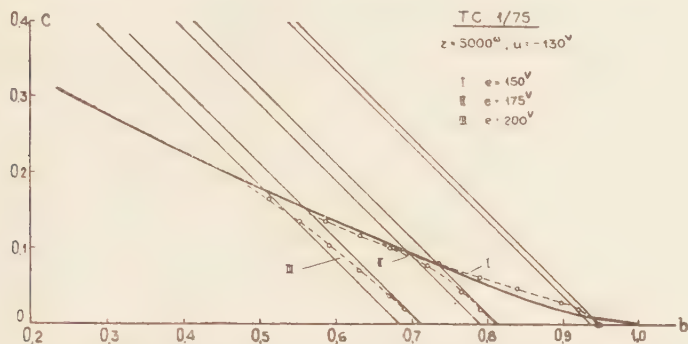


Fig. 13. — Diagramme expérimental d'une triode TC 1/75 pour $u = 130$ volts.

La tension musicale nécessaire était fournie par un amplificateur classe A à contre-réaction et était très sensiblement sinusoïdale ($D \% < 0,5 \%$).

La comparaison des courbes relevées avec, d'une part, les courbes tracées point par point et, d'autre part, avec les courbes théoriques, a montré une bonne coïncidence des résultats.

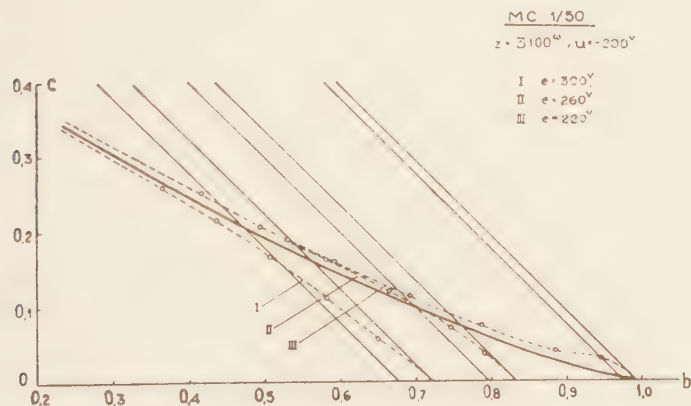


Fig. 14. — Diagramme expérimental d'une triode MC 1/50 pour $u = 200$ volts.

La figure 16a représente, à titre d'exemple, l'oscillogramme obtenu pour $Z = 5.000\omega$; $u = 100 \text{ v}$; $e = 175 \text{ v}$; la figure 16b se rapporte au fonctionnement suivant: $u = 100 \text{ v}$; $e = 120 \text{ v}$.

3. Étude de la linéarité de la modulation. — Les résultats expérimentaux exposés montrent que la théorie simplifiée utilisée ci-dessus peut s'appliquer à l'étude des amplificateurs surexcités avec une précision suffisante pour la pratique.

Le choix des conditions de fonctionnement, peut, dans ces conditions, être effectué en partant des caractéristiques théoriques.

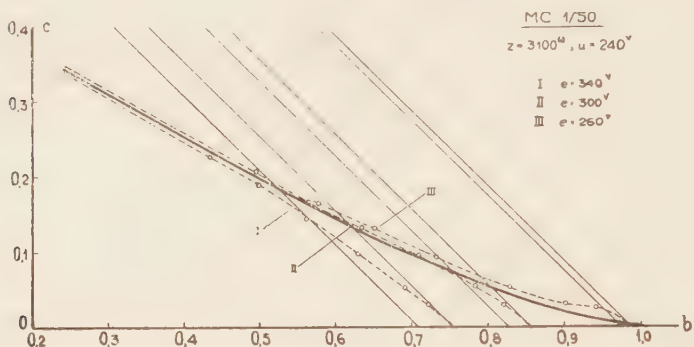


Fig. 15. — Diagramme expérimental d'une triode MC 1/50 pour $u = 240$ volts.

Il serait illusoire de croire que la distorsion calculée en partant des caractéristiques théoriques pourrait approcher de près les chiffres expérimentaux de distorsion ; les ordres de grandeurs sont cependant respectés.

Les courbes $E = f(v)$ que nous avons relevées statiquement (fig. 17) montrent bien l'influence de l'excitation sur la linéarité des caractéristiques. Nous n'avons pas été limités dans ces essais par la dissipation de la grille qui constitue souvent le facteur de limitation dans les triodes à grande puissance.

Les courbes de la figure 18 indiquent également l'importance de la valeur de l'excitation. Nous avons mesuré la distorsion de la modulation en fonction de l'excitation. On voit que si la distorsion tombe d'abord rapidement, elle reste sensiblement constante à partir d'une certaine excitation que nous appellerons excitation critique. Il semble donc intéressant, au point de vue énergétique, de ne dépasser que de très peu cette valeur de l'excitation.

L'examen des caractéristiques théoriques de modulation permet de constater que l'excitation critique correspond au régime pour lequel l'amplificateur est à la limite du fonctionnement sousexcité en crête de modulation.

La distorsion décroît rapidement en fonction du taux de modulation. Les courbes de la figure 24 montrent bien ce résultat.

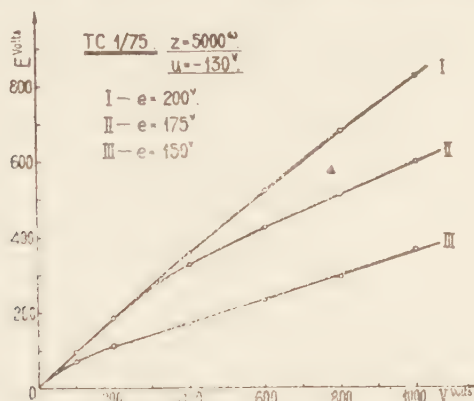


Fig. 17. — Caractéristiques expérimentales de modulation.

D'autre part, ces courbes montrent, qu'un amplificateur modulé sur l'anode peut être réglé de façon à ne pas dépasser, sur les fréquences moyennes, 1 % d'harmonique à 100 % de modulation.

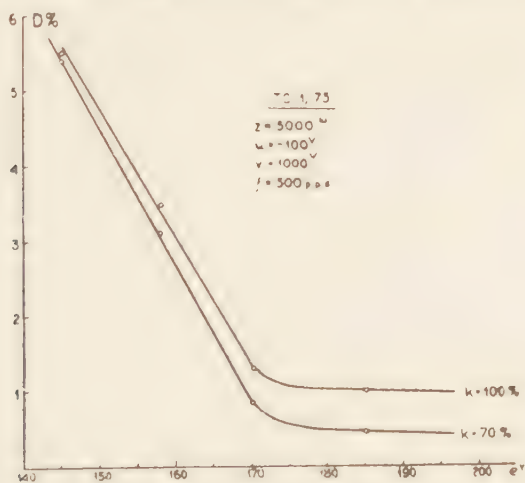


Fig. 18. — Variation de la distorsion en fonction l'excitation.

IV. — CARACTÉRISTIQUES DE MODULATION POUR FRÉQUENCES ÉLEVÉES

1. Propriétés sélectives de l'impédance de charge. — Nous avons admis jusqu'à présent que la variation de la tension modulatrice

est suffisamment lente pour que l'impédance du circuit de charge accordé sur la fréquence porteuse puisse être considérée comme réelle et constante pour toutes les fréquences composant l'oscillation modulée obtenue.

Pour les fréquences les plus élevées du spectre musical à transmettre, cette condition n'est pas toujours réalisée. Considérons, par exemple, un circuit oscillant simple l, c, r , accordé sur la fréquence porteuse $\Omega_0 = \frac{1}{\sqrt{lc}}$.

L'impédance de ce circuit, pour une bande latérale de pulsation $\Omega = \Omega_0 \pm \omega$, est :

$$Z = \frac{(jl\Omega + r) \cdot \frac{-j}{c\Omega}}{r + j\left(l\Omega - \frac{1}{c\Omega}\right)}$$

Dans le cas où $l\Omega \gg r$ et $\frac{\omega}{\Omega} \ll 1$ c'est-à-dire pour la grande majorité des cas pratiques, on trouve, en posant $\frac{l\Omega}{r} = S$ et $l\Omega S = Z_0$,

$$Z = \frac{Z_0}{1 + 4S^2\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2} \left(1 \mp j 2S \frac{\omega}{\Omega}\right) \quad (2-21)$$

On peut donc écrire :

$$Z = R \mp j X.$$

Dans le cas de plusieurs circuits couplés accordés, l'expression de Z est différente, mais on arrive avec une approximation suffisante à une forme analogue.

Pour les fréquences les plus basses de modulation, $R \cong Z_0$ et $X \cong 0$. Les caractéristiques de modulation étudiées plus haut peuvent être utilisées ; l'expérience nous l'a déjà confirmé.

Par contre, pour les fréquences de modulation élevées, il est important de tenir compte des déphasages et des modifications d'amplitude des bandes latérales introduits par l'impédance de charge.

Pour examiner ces phénomènes, nous allons assimiler l'amplificateur modulé à un générateur de F. E. M. variable au cours d'un cycle de modulation et de résistance interne constante.

2. Régime sous excité. — En négligeant, en première approximation, les courbures des caractéristiques théoriques de modula-

tion, celles-ci peuvent être figurées par un faisceau de droites dont l'équation est : $C = \frac{a}{a+2} (1 - Tb) \dots (2.22)$. En effet, pour $b = 0$, $C = \frac{a}{a+2}$; d'autre part, pour $b = \frac{1}{T}$, $C \cong 0$.

On voit sur la figure 25 que l'on peut admettre : $T \cong 1,1$.

En partant de la formule (2.22) on trouve la relation qui lie le courant à la F. E. M. du générateur équivalent :

$$I_1 = \frac{Ke(1 - Tb)}{2\zeta + Z} = \frac{E_g}{R^1 + Z}.$$

Lorsque l'amplificateur est modulé à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$, l'amplitude de la F. E. M. du générateur devient :

$$E_g = Ke(1 - Tb_0 - Tb_1 \cos \omega t).$$

En valeurs instantanées, cette F. E. M. peut être représentée par la somme de trois composantes correspondant à l'onde porteuse et aux bandes latérales. En posant :

$$Ke(1 - Tb_0) = e_0 \quad \text{et} \quad -KeTb_1 = e_1$$

on trouve :

$$E_g \cos \Omega t = e_0 \cos \Omega t + \frac{e_1}{2} \cos (\Omega t + \omega t) + \frac{e_1}{2} \cos (\Omega t - \omega t).$$

En considérant le circuit du générateur comme quasi-linéaire, on peut admettre que ces trois F. E. M. provoquent trois courants indépendants de fréquences correspondantes ; les phases et les

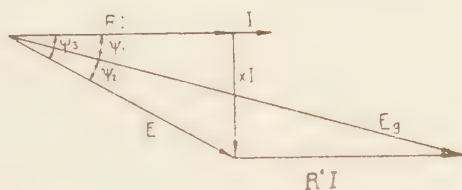


Fig. 19. — Diagramme des courants et des tensions pour la bande latérale supérieure.

amplitudes de ces courants sont déterminées par les impédances que le circuit du générateur présente pour chacune des fréquences considérées.

Le courant anodique est donc de la forme suivante :

$$I = \frac{e_0}{z_0} \cos \Omega t + \frac{e_1}{2z_1} \cos (\Omega t - \omega t - \psi_1) + \frac{e_1}{2z_1} \cos (\Omega t + \omega t + \psi_1) \quad (2-23)$$

où

$$z_0 = Z_0 + 2\rho \quad \text{et} \quad z_1 = \sqrt{(2\rho + R)^2 + X^2}$$

L'angle ψ_1 est déterminé par la relation :

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{X}{R + 2\rho}$$

La tension aux bornes du circuit de charge comporte également trois composantes indépendantes :

$$\begin{aligned} E = e_0 \frac{Z_0}{z_0} \cos \Omega t + \frac{e_1}{2} \frac{|Z|}{z_1} \cos (\Omega t - \omega t + \psi_2) \\ + \frac{e_1}{2} \frac{|Z|}{z_1} \cos (\Omega t + \omega t - \psi_2) \end{aligned} \quad (2-24)$$

où ψ_2 est défini par :

$$\psi_2 = \psi_3 - \psi_1 \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \psi_3 = \frac{X}{R}$$

La figure 19 représente, à titre d'exemple, les tensions et les courants dans les circuits de l'amplificateur modulé, pour la bande latérale supérieure $(\Omega_0 + \omega)$.

Si, en partant des expressions des valeurs instantanées données par les formules (2.23) et (2.24), on repasse aux amplitudes, on a :

$$I = \frac{e_0}{z_0} + \frac{e_1}{z_1} \cos (\omega t + \psi_1) \quad (2-25)$$

et

$$E = \frac{e_0}{z_0} Z_0 + \frac{e_1}{z_1} |Z| \cos (\omega t - \psi_2) \quad (2-26)$$

Ces expressions sont obtenues en partant d'une tension de commande $b = b_1 - b_1 \cos \omega t$ qui correspond à la tension anodique de $v_0 + v_1 \cos \omega t$.

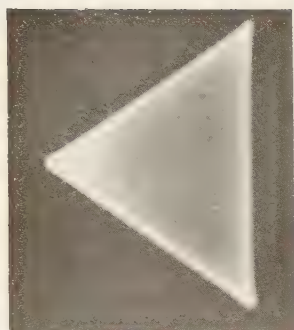
On voit donc que l'enveloppe de modulation du courant est en avance sur la tension anodique de l'angle ψ_1 ; de même, l'enveloppe de modulation de la tension haute fréquence est en retard de l'angle ψ_2 sur la tension anodique.

La nouvelle caractéristique de modulation tenant compte de ces déphasages est obtenue en écrivant que, pour $b = b_0 + b_1 \cos \omega t$, on a, d'après (26) :

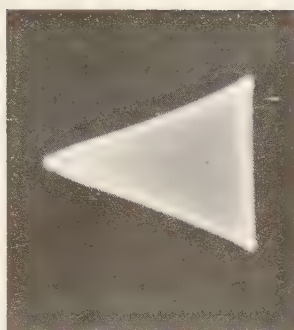
$$C = C_0 - C_1 \cos (\omega t - \psi_2)$$

Cette caractéristique est donc représentée par une ellipse (fig. 20).

PLANCHE 1



a



b

Fig. 16. — Oscillogramme de la tension HF en fonction de la tension modulatrice.

- a*) Régime surexcité.
- b*) Régime sousexcité.



a

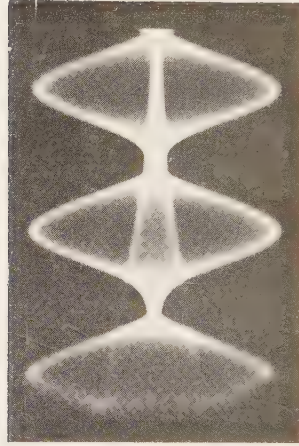


b

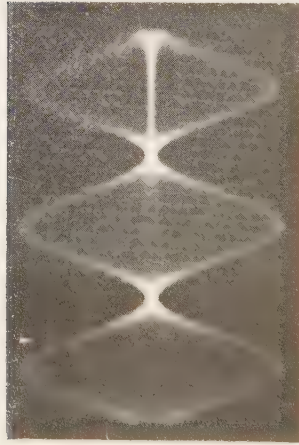
Fig. 21 — Oscillogramme $E = f(V)$ pour la modulation à 10.000 pps.

- a*) Régime sous excité.
- b*) Régime surexcité

PLANCHE II



b



a

Fig. 23. Oscillogramme de l'enveloppe de modulation
a 10,000 pps. ; *b*) 500 pps.

Nous avons pu vérifier expérimentalement que, malgré les hypothèses simplificatrices de base, la théorie exposée ci-dessus correspond parfaitement aux phénomènes réels.

La figure 21a représente, à titre d'exemple, l'oscillogramme $E = f(v)$ relevé sur notre amplificateur d'essai équipé avec une TC 1/75 et dont le régime était déterminé par les chiffres suivants :

$$v_0 = 1000 \text{ V}; \quad u = 100 \text{ V}; \quad e = 120 \text{ V}; \quad Z_0 = 7500 \Omega; \\ S = 14,5; \quad F = 565 \text{ kc.}; \quad f = 10 \text{ kc.}$$

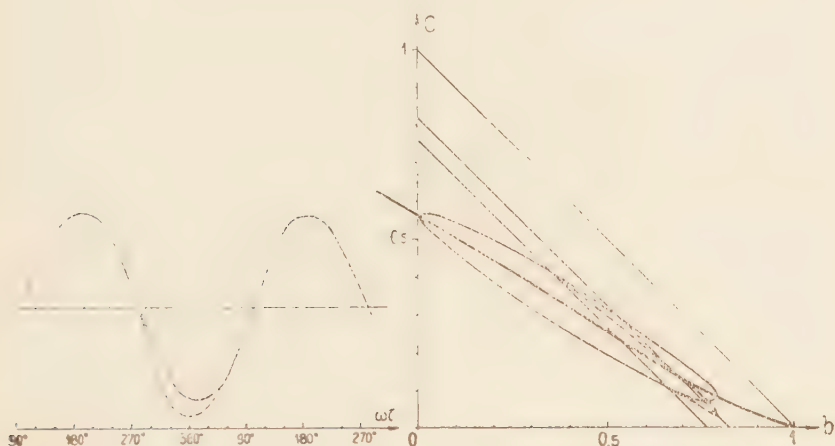


Fig. 20. — Caractéristique de modulation pour fréquences élevées.

D'après la formule 2.21 on a, pour la bande latérale supérieure :
 $Z = 5.900 - j3.050$; $2\rho = 6.400 \omega$,

$$\operatorname{tg} \psi_1 = 0,25; \quad \psi_1 = 15^{\circ}15'; \quad \operatorname{tg} \psi_3 = 0,52; \quad \psi_3 = 27,30' \\ \text{d'où} \quad \psi_2 = 13^{\circ}30'.$$

D'autre part, on a directement sur l'oscillogramme (fig. 21a) :

$$\sin \psi_2 \cong 0,26; \quad \psi_2 \cong 15^{\circ}.$$

Le diagramme vectoriel de la figure 19 montrant les courants et les tensions pour une bande latérale, se rapporte au cas présent.

3. Régime surexcité. — Lorsque l'on élève progressivement l'excitation de l'amplificateur, une certaine saturation apparaît, déformant l'ellipse d'abord dans sa partie inférieure et s'étendant ensuite aux autres parties.

La figure 20 représente, à titre d'exemple, la modification de la forme de la caractéristique de modulation ainsi que celle de l'en-

veloppe. On observe réellement de telles déformations à l'oscillographe lorsque le taux de modulation n'est pas trop élevé ; dans le cas contraire, il apparaît une nouvelle cause de distorsion que nous examinerons plus loin.

Pour des taux de modulations au-dessous d'une certaine valeur, que nous appelons taux critique K_{cr} , l'ellipse conserve approximativement sa forme, mais se trouve fortement aplatie. Pour de très fortes excitations, elle peut même presque disparaître.

Il en résulte que la tension haute fréquence se trouve sensiblement en phase avec la tension modulatrice.

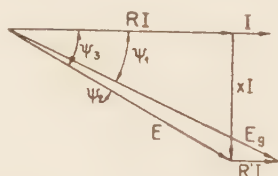


Fig. 22. — Diagramme des courants et des tensions pour la bande supérieure dans le cas d'un amplificateur fortement surexcité.

La figure 21*b* montre un oscillogramme obtenu avec l'amplificateur dans les mêmes conditions de réglage que précédemment, mais avec une excitation $e = 170 \nu$. On voit que le déphasage entre ν et E est de l'ordre de 5° seulement.

Considérons le diagramme des courants et des tensions des bandes latérales pour le fonctionnement surexcité (fig. 22). La tension anodique à haute fréquence $E = RI - j X I$ et, comme précédemment, $tg\psi_3 = \frac{X}{R}$.

La tension E est presque en phase avec la tension de commande ; ψ_2 est très faible et $\psi_1 \cong \psi_3$.

Tout se passe donc comme si la résistance du générateur équivalent, qui pour le régime sousexcité est de $2r$, était tombée à une valeur très faible. Nous avons pu constater expérimentalement que cette résistance baisse avec l'augmentation de l'excitation et tend vers une valeur limite minimum.

4. Surmodulation du courant anodique. — Pour les taux de modulation voisins de l'unité, on observe des déformations importantes particulières aux fréquences élevées.

La figure 23a représente l'enveloppe de modulation obtenue pour $f = 10.000$ pps. et $K = 1$ avec un amplificateur surexcité. La figure 23b correspond au même réglage de l'amplificateur, mais se rapporte à une fréquence de 500 pps, la tension modulatrice étant très sensiblement sinusoïdale. La déformation de la figure 23a apparaît assez brusquement lorsque l'on augmente le taux de modulation.

Les mesures des harmoniques de l'enveloppe confirment cette constatation. On voit sur la figure 24 les résultats de ces mesures effectuées sur l'amplificateur réglé comme précédemment. La distorsion croît avec la fréquence de modulation. En fonction de la profondeur de modulation, elle varie d'abord lentement mais ensuite, à partir d'un seuil, beaucoup plus rapidement.

L'origine de ce phénomène réside, sans doute, dans la surmodulation du courant nécessaire à l'obtention d'un taux de modulation se rapprochant de l'unité.

Considérons un circuit de charge l, c, r . La tension pour l'onde porteuse est $E_{op} = Z_0 I_{op}$; celle d'une bande latérale

$$\frac{E_b}{2} = \frac{K E_{op}}{2} = \frac{Z_0 \left(1 - j2S \frac{\omega}{\Omega}\right)}{1 + 4S^2 \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2} \cdot \frac{I_b}{2}$$

Le courant instantané maximum est $I_{op} + 2 \frac{I_b}{2} = I_{op} + I_b$; le courant instantané minimum est $I_{op} - I_b$. Ce dernier ne peut pas devenir négatif par suite des propriétés unilatérales des triodes. Tout au plus, il peut s'annuler. Pour la modulation maximum, on a donc : $I_{op} = I_b$.

Or,

$$I_{op} = \frac{E_{op}}{Z_0}; I_b = -\frac{K_{cr} E_{op}}{Z_0} \cdot \left| \frac{1 + 4S^2 \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2}{1 - j2S \frac{\omega}{\Omega}} \right|$$

On a ainsi le taux de modulation critique :

$$K_{cr} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4S^2 \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2}} = \cos \psi_3$$

Pour des taux de modulations supérieures, le courant instantané s'annule pendant un certain temps en creux de modulation; la

tension E ne peut pas s'annuler instantanément, grâce à l'inertie du circuit oscillant, ce qui explique la forme de l'enveloppe au creux de modulation.

Les courbes de distorsion de la figure 24 ont été relevées sur un amplificateur présentant une linéarité parfaite pour les fréquences de modulations basses. Elles montrent donc l'impossibilité de principe de dépasser sans distorsion le taux de modulation $K_{cr} = \cos \psi_3$. Nous avons représenté sur la même figure la courbe $\cos \psi_3 = f(f)$ (en pointillé) qui passe bien par les coudes de toutes les courbes, comme il fallait s'y attendre.

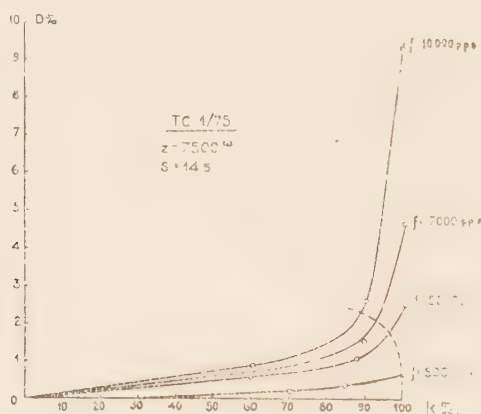


Fig. 24. — Courbes de distorsion pour différentes fréquences de modulation.

Le seul moyen d'augmenter les possibilités de modulation pour les fréquences élevées consiste dans l'abaissement de la surtension du circuit de charge. Il est possible de descendre cette surtension jusqu'à 7 ou 5 sans inconvénients.

K_{cr} devient dans ce cas très rapproché de l'unité.

Il faut également remarquer que les amplitudes instantanées pour les fréquences aussi élevées ne se rencontrent presque jamais ni dans la musique, ni dans la parole ; il reste, cependant, la possibilité de surmodulation du courant par des tensions modulatrices complexes contenant ces fréquences ; les harmoniques et les termes différentiels et additionnels élargissent, dans ce cas, d'autant plus le spectre transmis, qu'il s'agit déjà de fréquences élevées.

CHAPITRE III

MODULATION PARASITE EN PHASE

I. — INFLUENCE DU CIRCUIT DE CHARGE

1. Circuit de charge accordé sur la fréquence porteuse. — Lorsque nous avons examiné les propriétés sélectives de l'impédance de charge, nous avons supposé que $\frac{\omega}{\Omega} \ll 1$. Nous avons obtenu des formules qui, de ce fait, étaient symétriques pour les deux bandes latérales.

Nous allons maintenant examiner les dissymétries des bandes latérales pouvant être introduites dans le cas où l'hypothèse simplificatrice ci-dessus n'est pas réalisée.

Considérons le circuit de la figure 25, circuit pouvant représenter schématiquement le circuit anodique de l'amplificateur modulé.

Nous supposons que la résistance R' du générateur équivalent est constante au cours d'un cycle HF et au cours d'un cycle de modulation.

On a, en partant de la figure 25 :

$$E = \frac{ZE_g}{Z + R'}, \quad \text{d'où} \quad \frac{E_g}{E} = 1 + \frac{R'}{Z}.$$

Posons :

$$l\Omega = x; \quad \frac{1}{c\Omega} = \alpha x.$$

On a donc :

$$Z = \frac{(r + jx) - jx\alpha}{r + jx - jx\alpha}$$

et

$$\frac{E_g}{E} = 1 + R' \frac{Z + jx(1 - \alpha)}{\alpha x^2 - jx\alpha}$$

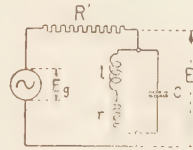


Fig. 25. — Schéma équivalent d'un amplificateur modulé.

d'où, tous calculs faits :

$$\frac{E_g}{E} = \frac{\alpha x(x^2 + r^2 + rR) + jR'(x^2(1 - \alpha) + r^2)}{\alpha x(x^2 + r^2)} \quad (3-1)$$

La phase de la tension anodique E par rapport à la tension E_g est définie par :

$$\text{tg } \varphi = \frac{R' x^2(1 - \alpha) + r^2}{\alpha x x^2 + r^2 + rR'} \quad (3-2)$$

Posons : $\frac{x}{r} = S =$ coefficient de surtension

et :

$$xS = Z_0 = a'R'$$

Soit Ω_0 la pulsation propre du circuit. La pulsation considérée $\Omega = \Omega_0 \pm \omega$.

$$l\Omega = l(\Omega_0 \pm \omega) = x$$

$$1/c\Omega = \frac{1}{c(\Omega \pm \omega)} = \alpha x$$

d'où

$$\alpha = \frac{\Omega_0^2}{(\Omega_0 \pm \omega)^2}$$

En combinant ces relations avec 3.1, on trouve :

$$\text{tg } \varphi = \frac{(S^2 + 1) \left(1 \pm \frac{\omega}{\Omega_0}\right)^2 - S^2}{S(a' + 1) + \frac{a'}{S}} \quad (3-3)$$

Lorsque le circuit est en résonance sur la fréquence porteuse $\frac{\Omega_0}{2\pi}$, les bandes latérales sont respectivement de pulsations $\Omega_0 + \omega$ et $\Omega_0 - \omega$. On voit que, d'une part, il existe un petit déphasage pour l'onde porteuse caractérisé par $\text{tg } \varphi_0 = \frac{1}{S(a' + 1) + \frac{a'}{S}}$ et, d'autre part, les deux bandes latérales sont inégalement traitées du fait de la présence du facteur $\left(1 \pm \frac{\omega}{\Omega_0}\right)^2$.

Il est facile de voir que l'amplitude d'une bande latérale de pulsation $\Omega_0 + \omega$ se rapporte à l'amplitude d'une autre bande latérale de pulsation $\Omega_0 - \omega$ comme $\cos \varphi_1$ à $\cos \varphi_2$, φ_1 et φ_2 étant les phases des tensions correspondantes.

Une certaine distorsion non linéaire résulte, après détection,

de cette dissymétrie des bandes latérales, distorsion qui peut ne pas être négligeable sur ondes longues, pour les fréquences de modulation les plus élevées.

En partant de la relation (3.3) et en utilisant les formules d'ECKERSLEY (8), on peut déterminer cette distorsion dans chaque cas particulier.

En ce qui concerne la modulation en phase résultant du déséquilibre des bandes latérales, elle n'introduit, évidemment, aucune bande supplémentaire dans le spectre transmis.

2. Circuit de charge désaccordé par rapport à la fréquence porteuse. — Lorsque le circuit de charge est désaccordé par rapport à la fréquence porteuse, le déséquilibre des bandes latérales augmente et avec lui la distorsion non linéaire de l'enveloppe de modulation.

Un autre phénomène devient, dans ce cas, important. L'hypothèse de la linéarité de la résistance équivalente de l'amplificateur modulé n'est qu'approximative. La valeur moyenne de cette résistance R' peut être définie en partant de la relation : $I_1 = \frac{E_g}{R' + Z}$ où R' représente la résistance apparente de la triode pour le terme fondamental du courant anodique.

On a donc pour la chute de tension dans cette résistance apparente : $R'I_1 = E_g - ZI_1$, ou encore : $E_{R'} = E_g - E$.

Pour chaque point de la caractéristique de modulation la résistance R' peut être calculée en écrivant :

$$R' = \frac{dE_{R'}}{dI_1} = - \frac{dE}{dI_1} \quad (3.4)$$

On peut donc déterminer R' en connaissant la variation du terme fondamental du courant anodique pour une petite variation de la tension anodique à haute fréquence.

Pour le régime sousexcité, cette variation du terme fondamental résulte de la variation de l'angle de base du courant anodique, angle qui est défini par (2.13) :

$$\cos \varphi_1 = \frac{\nu - \omega - ku}{E - ke}$$

Comme

$$I_1 = \frac{I_m}{N} \quad \text{et} \quad \frac{1}{N} = f(\cos \varphi_1), \quad I_1 = I_m f(\cos \varphi_1)$$

Pour les $\cos \varphi_1$ faibles (crête de modulation), la variation de N est très faible et R' varie par conséquent peu. En principe, R' augmente lorsque l'on s'éloigne de la crête de modulation.

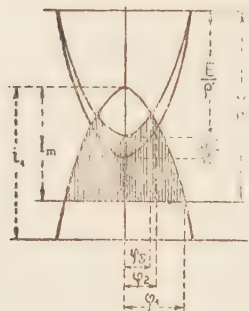


Fig. 26. — Variation de la résistance apparente d'un amplificateur modulé.

Lorsque l'amplificateur est surexcité, à la variation de l'angle de base s'ajoute un effet plus important : la variation de la forme du courant pour les faibles valeurs de Ωt .

La figure 26 montre le mécanisme de ce phénomène. Si E augmente de ΔE , l'angle φ_2 se transforme en φ'_2 . Or, φ_2 est défini par

$$\frac{V}{\varphi^2} - \frac{E}{\varphi^2} \cos \varphi_2 = i_1 (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1)$$

d'où

$$\cos \varphi_2 = \frac{\varphi/\varphi^2 + i_1 \cos \varphi_1}{i' + E/\varphi^2} \quad (3-5)$$

D'après (2.7) :

$$I_1 = I_1' - I_1'' \quad \text{où} \quad I_1' = f(\cos \varphi_1) \quad \text{et} \quad I_1'' = f(\cos \varphi_2, b)$$

Une augmentation de la tension E provoque une diminution du $\cos \varphi_2$ à laquelle correspond une augmentation de I_1'' . Le courant I_1 baisse rapidement et la résistance apparente R' est d'autant plus faible que la tension E est plus rapprochée de la tension φ . La résistance apparente de l'amplificateur modulé varie donc au cours d'un cycle de modulation en diminuant pour le creux et en augmentant pour la crête.

Considérons maintenant le circuit de la figure 25. Si l'on néglige la dissymétrie des bandes latérales et si $S^2 \gg 1$, on a, en partant de la formule (3.3) :

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \frac{2 \frac{\omega}{\Omega_0} S}{a' + 1} \quad (3-6)$$

L'accord du circuit anodique sur la fréquence porteuse s'effectue pratiquement avec une précision plus ou moins bonne ; au cours de l'exploitation, le réglage peut être modifié et le circuit de charge fonctionnant sur fréquence $\frac{2\pi}{\Omega_0}$ peut se trouver accordé sur une fréquence voisine $\frac{\Omega_0 + \omega}{2\pi}$. La tension à haute fréquence

anodique est dans ce cas déphasée de l'angle $\varphi + \pi$ de la tension de grille.

Si la résistance du générateur R' se modifie, l'angle de phase φ varie également. Lorsque cette variation s'effectue au cours d'un cycle de modulation, une modulation en phase est introduite et se superpose à la modulation en amplitude.

Nous avons pu mesurer la résistance R' et mettre en évidence sa variation par la méthode suivante :

Le circuit anodique de l'amplificateur modulé était accordé exactement sur la fréquence porteuse. Il était désaccordé ensuite

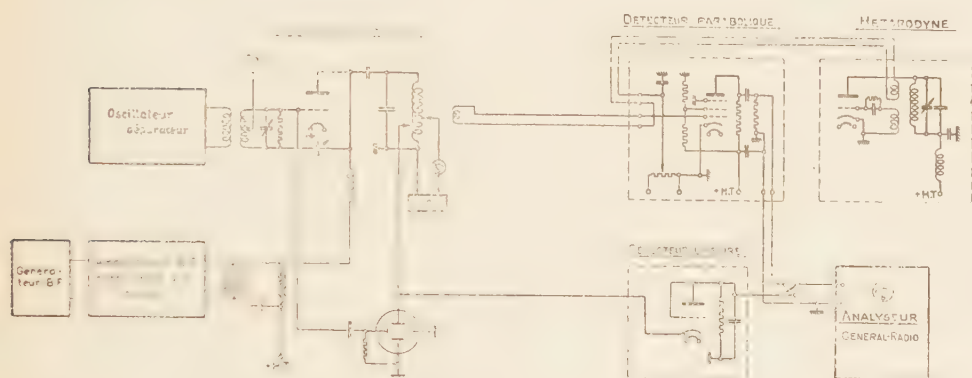


Fig. 27. — Schéma utilisé pour l'étude de la modulation parasite en phase.

d'une quantité connue et le déphasage entre la tension de grille et celle d'anode était mesuré à l'aide d'un oscilloscope cathodique (fig. 27). La résistance R' était alors calculée en partant de la formule (3.6).

A titre d'exemple, pour $Z_0 = 7.500$ ohms, $S = 14,5$ et $\frac{\omega}{\omega_0} = 0,064$, nous avons trouvé $\varphi = 35^\circ$, d'où $\alpha = 1,6$ et $R' = 4.700$ ohms. La résistance apparente en crête de modulation en régime sousexcité est, dans les mêmes conditions, $2\rho = 6.400$ ohms.

Pour déterminer l'ordre de grandeur de la variation de R' au cours d'un cycle de modulation, nous avons relevé la courbe $\varphi = f(\varphi)$ en faisant varier la tension anodique. Pour rendre la mesure plus précise, la tension de grille était prélevée sur un circuit oscillant accouplé au circuit de grille et désaccordé pour annuler le déphasage pour l'onde porteuse. La figure 28 montre la varia-

tion de l'angle de phase et la variation correspondante de la résistance intérieure apparente calculée comme ci-dessus.

On voit, en particulier, que la modulation en phase obtenue est de $7^{\circ}30'$ entre l'onde porteuse et le creux de modulation.

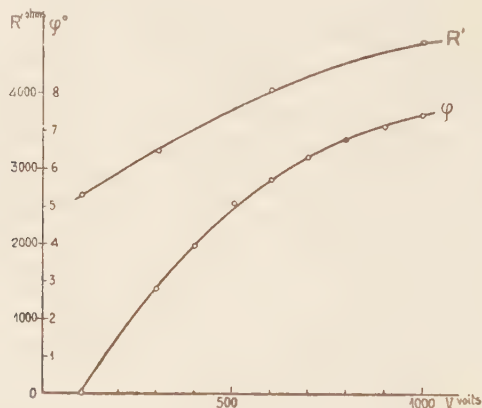


Fig. 28. — Variation de la résistance apparente et de la phase de la tension à haute fréquence en fonction de la tension anodique.

Nous n'avons pas pu relever statiquement la variation de la résistance interne entre la crête et l'onde porteuse. D'après les considérations qui précèdent il semble que cette variation doit être moins importante qu'entre l'onde porteuse et le creux.

II. — MODULATION EN PHASE RÉSULTANT DE LA VARIATION DE LA RÉSISTANCE D'ENTRÉE D'UN AMPLIFICATEUR MODULÉ

1. Résistance apparente grille-cathode d'un amplificateur modulé. — Nous avons vu que seul le fonctionnement en régime surexcité permet l'obtention des caractéristiques de modulation parfaitement linéaires et que ce fonctionnement correspond à la production d'un courant de grille intense.

Ce courant de grille doit être fourni par l'amplificateur précédant l'amplificateur modulé. Il est très fortement non linéaire et variable au cours d'un cycle de modulation.

Si l'étage excitateur est accouplé à l'étage modulé par l'intermédiaire d'un circuit accordé (fig. 30) les harmoniques du courant de grille peuvent s'écouler à travers la branche capacitive de celui-ci et la tension à ses bornes reste très sensiblement sinusoïdale.

Dans ces conditions, la résistance apparente de l'espace grille-cathode peut être définie comme le rapport de l'amplitude de la tension d'excitation de grille à celle du terme fondamental du courant de grille.

S'il est possible de représenter, avec une approximation suffisante, les caractéristiques réelles du courant anodique par des caractéristiques équivalentes schématiques, il n'en est pas ainsi en ce qui concerne les caractéristiques du courant de grille. Les phénomènes d'émission secondaire interviennent et la forme des caractéristiques est fonction non seulement des dimensions des tubes, mais également de la nature des métaux constituant la grille, etc. La détermination de la résistance d'entrée d'un amplificateur modulé semble donc possible seulement en partant des données d'expériences.

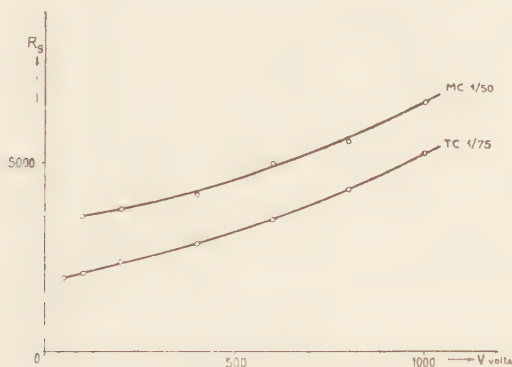


Fig. 29. — Résistance apparente du circuit de grille d'un amplificateur modulé.

Pour le fonctionnement en régime surexcité, le courant de grille peut être représenté par des impulsions brèves d'angle d'ouverture de 2θ .

Le terme fondamental du courant de grille est :

$$i_{g1} = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta}^{+\theta} i \cos \Omega t d\Omega t$$

la valeur du courant moyen de grille étant en même temps,

$$i_{mg} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{+\theta} i d\Omega t$$

Ainsi que l'a remarqué THOMAS (12), lorsque θ est petit (et

c'est le cas des amplificateurs classe C), $\cos \theta$ est très voisin de l'unité et

$$\int_{-0}^{+\theta} i \cos \Omega t d\Omega t \cong \int_{-\theta}^{+\theta} i d\Omega t$$

d'où

$$i_{g1} \cong 2i_{gm}$$

La résistance d'entrée peut donc être représentée par :

$$R_e \cong \frac{e}{2i_{gm}} \quad (3-7)$$

La figure 29 représente, à titre d'exemple, la variation de la résistance d'entrée d'une MC 1/50 et celle d'une TC 1/75, en fonction de la tension anodique.

2. Modulation en phase résultant de la variation de la résistance d'entrée. — Considérons le schéma de la figure 30 représentant le circuit anodique de l'étage excitateur accouplé au circuit de grille de l'étage modulé. Quel que soit le moyen de couplage employé, on peut toujours ramener, pour l'onde porteuse, la résistance apparente existant entre les bornes du circuit d'accord de grille à une résistance r insérée en série dans le circuit oscillant de l'étage excitateur.

A cette résistance il faut ajouter encore la résistance propre des circuits r' . On arrive ainsi au schéma équivalent de la figure 30, où l'excitateur est représenté sous forme d'un générateur de f. e. m. e et de résistance interne ρ , débitant dans un circuit de surtension $S = \frac{l\Omega}{r + r'}$, variable dans un cycle de modulation.

Dans ces conditions, la tension aux bornes du circuit oscillant aura une phase variable au cours d'un cycle de modulation.

Pour voir l'ordre de grandeur de la modulation en phase ainsi obtenue, considérons la formule (3.6) :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2S \frac{\omega}{\Omega}}{a' + 1}$$

Pour de faibles valeurs de φ , la phase varie proportionnellement à la surtension du circuit. Nous avons vu, dans l'exemple précédent, que la variation de la résistance apparente de l'espace grille-cathode d'une triode surexcitée peut être de l'ordre de deux

à un, entre l'onde porteuse et le creux de modulation. Si la résistance de pertes r_1 est négligeable (c'est ce qui ne correspond jamais à la réalité) par rapport à la résistance r , S varie également du simple au double. Pour fixer les idées, pour $S = 15$, $\frac{\omega}{\Omega} = 0,01$ et $a_1 = 1$, $\text{tg } \varphi_{\text{op}} = 0,15$ et $\text{tg } \varphi_{\text{creux}} = 0,075$. La modulation en phase obtenue est de l'ordre de 4° .

On peut éliminer cette modulation en phase de deux manières : la première consiste à faire diminuer les variations de S en plaçant, par exemple, dans le circuit oscillant une résistance fixe telle que cette résistance, plus la résistance de pertes r_1 , soit sensiblement plus grande que r .

On est arrêté dans cette voie par la puissance d'excitation nécessaire. Supposons que l'on désire, dans l'exemple précédent, de ramener la modulation en phase à 1° seulement. Il faudra, dans ce but, utiliser une résistance additionnelle de $3r$, c'est-à-dire la puissance totale d'excitation sera 4 fois la puissance absorbée par la grille. Si cette dernière n'est que de 3 % de la puissance utile, la puissance d'excitation totale sera de 12 % de la puissance utile et il semble difficile d'aller plus loin.

Il est possible, d'autre part, d'employer un circuit de surtension moindre, $S = 7$, par exemple, ce qui permettrait de réduire la puissance d'excitation de moitié.

Une autre solution réside dans l'emploi d'un circuit d'accord tel que les variations de la résistance de charge ne se répercutent pas sur la phase de l'oscillation amplifiée (23). Un tel circuit est représenté sur la figure 31a. La figure 31b représente le schéma équivalent de ce circuit. Si ρ est la résistance interne de l'excitateur, jx l'impédance de la branche série, $-j\alpha x$ celle des branches parallèles, il est facile de voir que le déphasage entre la tension ke et la tension anodique E est caractérisée par :

$$\text{tg } \varphi = \frac{\rho(1 - \alpha)}{\rho^2 + \alpha^2 k^2}$$

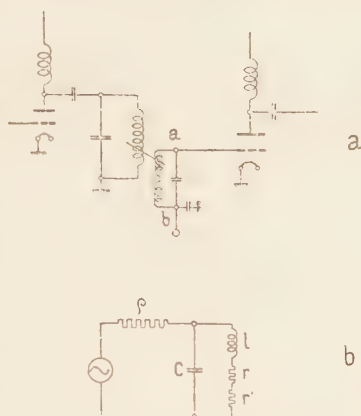


Fig. 30. — Circuit d'excitation de grille d'un amplificateur modulé.

Si $\alpha = 1$, la $\text{tg } \varphi = 0$ et est indépendante de R . D'autre part, la tension de sortie E_2 subit par rapport à E une rotation de phase de $\pi/2$ également fixe et indépendante de R . L'ensemble réalise en même temps une transformation d'impédance : l'impédance aux bornes ab est $Z_e = \frac{x^2}{R}$. Comme Z_e est une valeur fixée par les caractéristiques de la triode excitatrice et R est une valeur déterminée par la triode modulée, X se trouve imposé. Les valeurs de Z_e et R sont de quelques milliers d'ohms et la valeur de x se trouve également de même ordre de grandeur.

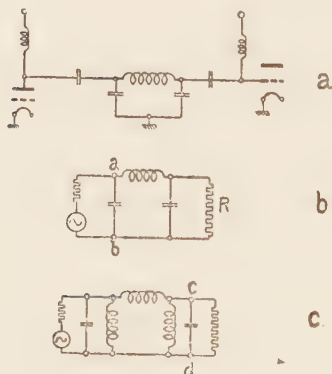


Fig. 31. — Circuit de grille évitant la modulation en phase.

Dans ces conditions, l'hypothèse que nous avons faite au début de ce paragraphe concernant la très faible impédance pour les harmoniques du courant de grille ne se trouve pas réalisée.

En constituant l'impédance $-jxx$ par des circuits oscillants désaccordés (fig. 31c), il est facile, cependant, de ramener l'impédance entre les bornes cd à une valeur très faible pour les harmoniques du courant de grille et de réaliser l'hypothèse admise. La modulation en phase peut ainsi être ramenée à une valeur très basse.

III. — MODULATION EN PHASE RÉSULTANT DE LA RÉACTION PAR LA CAPACITÉ INTERNE

1. Réaction par la capacité interne dans les amplificateurs modulés.

— Nous avons considéré jusqu'à présent les amplificateurs modulés sur l'anode fonctionnant avec une tension d'excitation indépendante de la tension anodique à haute fréquence.

En réalité un amplificateur présente toujours un degré de réaction plus ou moins prononcé dû, d'une part, au couplage magnétique entre le circuit oscillant d'anode et celui de grille et, d'autre part, au couplage par la capacité interne anode-grille.

Le couplage magnétique entre les circuits de grille et d'anode peut être éliminé d'une façon stable lors de la construction ; par

contre la compensation de la capacité anode-grille peut, dans les conditions d'exploitation, être modifiée et, dans ce cas, une partie de la tension anodique à haute fréquence peut passer dans le circuit de grille, provoquant une modification de l'amplitude et de la phase de la tension d'excitation résultante.

L'importance de cette réaction est variable au cours d'un cycle de modulation. L'influence sur l'amplitude de la tension de sortie est minime et peut être négligée, étant donné qu'il s'agit des amplificateurs surexcités ; par contre, la phase de la tension d'excitation et, par conséquent, la phase de la tension anodique peuvent varier sensiblement.

Considérons l'instant correspondant à la crête de modulation. La tension anodique à haute fréquence est E_{cr} , celle de grille (en



Fig. 32. — Modulation en phase résultant de la réaction par capacité interne.
(L'échelle de E_{op} et E_{cr} est à multiplier par 2).

opposition avec E_{cr}) est e_{cr} . Si une partie de la tension E_{cr} , e'_{cr} passe dans le circuit de grille avec un déphasage de φ' , la tension e_{cr} est évidemment la résultante de la tension e'_{cr} et de la tension d'excitation en l'absence de réaction e (fig. 32).

Pour le creux de modulation, la tension E tend vers zéro ; par conséquent e' tend également vers zéro, et la tension E se trouve dans le prolongement du vecteur e . La phase de la tension E varie donc entre la crête et le creux de modulation.

L'importance de la modulation en phase ainsi obtenue dépend du dérèglage du neutrodyne ainsi que de la disposition des circuits de l'amplificateur.

2. Étude d'un cas particulier. Les schémas de neutrodynamique sont trop nombreux pour qu'on puisse ici en entreprendre l'étude complète. Nous nous bornerons donc à examiner, à titre d'exemple, la modulation en phase résultant du dérèglement du neutrodyne de l'amplificateur expérimental que nous avons employé.

Le schéma simplifié de cet amplificateur est représenté par la figure 33a. En remplaçant les capacités de la triode et du neutro-

dyne par les impédances Z_1 et Z_2 , les deux demi-inductances de grille par Z_3 et Z_4 , la résistance d'amortissement et la capacité d'accord de grille par Z_5 , et l'inductance mutuelle de deux demi-inductances par Z_M , on trouve le schéma équivalent de la fig. 33b.

Si une tension à haute fréquence existe entre les bornes AB, la tension de réaction e' , appliquée à la grille, est retrouvée entre les bornes CB.

Voyons d'abord quelles sont les conditions nécessaires pour annuler la réaction.

On a :

$$e' = Z_3 i_3 - Z_M i_4$$

d'où, pour $e = 0$,

$$Z_3 i_3 = Z_M i_4$$

Un cas particulièrement commode est celui où l'amplificateur neutrodyné constitue un ensemble symétrique. Dans ce cas :

$$i_3 = i_4$$

$$Z_1 = Z_2$$

$$Z_2 = Z_4 = Z_M$$

Supposons maintenant que le neutrodyné soit déréglé ; les équations du système de la figure 33b sont :

$$i_1 = i_3 + i_5$$

$$i_4 = i_2 + i_5$$

$$Z_1 i_1 - Z_5 i_5 = Z_2 i_2$$

$$Z_3 i_3 - Z_M i_4 - Z_4 i_4 + Z_M i_3 = Z_5 i_5$$

Le degré de réaction peut être défini par le rapport $\frac{E}{e'}$.

Or, $e' = Z_3 i_3 - Z_M i_4$ et $E = e' + Z_1 i_4$, d'où, en tenant compte des relations précédentes,

$$\frac{E}{e'} = 1 + 2 \frac{Z_1 i_1}{Z_5 i_5}$$

En posant $Z_2 = \alpha Z_1$ on a finalement :

$$\frac{E}{e'} = \frac{1 + \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_5}}{1 - \alpha} \quad (3-8)$$

PLANCHE III



b

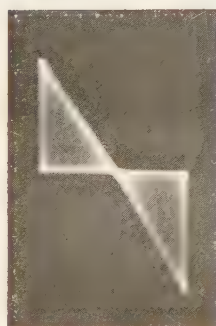
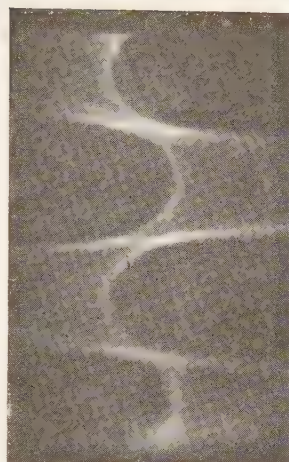
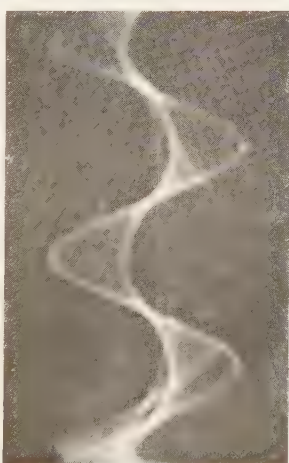


Fig. 34. — Modulation en phase résultant d'un désaccord du circuit oscillant anodique.



b



a

Fig. 35. — Modulation en phase pour les fréquences de modulation élevées.

Si le dérèglement est faible,

$$\alpha \cong 1, \quad \frac{1 + \alpha}{\alpha} \cong 2, \quad \frac{1 - \alpha}{\alpha} \cong 1 - \alpha.$$

On a dans ce cas,

$$\frac{E}{e'} \cong \frac{2 + \frac{Z_1}{Z_3} + 4 \frac{Z_1}{Z_5}}{1 - \alpha} \quad (3-9)$$

comme

$$Z_3 = j l \omega$$

$$Z_1 = -j / c_n \Omega$$

$$1/Z_5 = \frac{1}{R} + j c \Omega,$$

on a :

$$\frac{E}{e'} = \frac{2 + \frac{1}{c_n \Omega} \left(4 c \Omega - \frac{1}{l \Omega} \right) - j \frac{4}{l \Omega R}}{1 - \alpha}$$

Si l'inductance de grille est accordée par le condensateur C, $4 l \Omega = \frac{1}{c \Omega}$, d'où

$$E = e' \frac{2}{1 - \alpha} \left(1 - \frac{2j}{c_n \Omega R} \right) \quad (3-10)$$

Le diagramme de la figure 32 montre le cas correspondant à un dérèglement de 10 % du condensateur neutrodyne ($\alpha = 1,1$) de l'amplificateur d'essai équipé avec une TC 1/75.

Le régime utilisé est le suivant : $e = 130 \text{ } \nu$; $Z = 5.000 \text{ } \omega$
 $u = 100 \text{ } \nu$.

D'autre part

$$C_n \cong 10 \mu\mu E ; \quad \Omega = 3,55 \cdot 10^6 ; \quad R = 20.000 \text{ ohms.}$$

On a donc :

$$\text{tg } \varphi = 2,8 ; \quad \left| \frac{E}{e'} \right| = 59,5 ; \quad e' = 13,8 \text{ } \nu \text{ pour } E = 825 \text{ } \nu$$

(régime d'onde porteuse) ; $e' = 27,6 \text{ volts}$ pour $E = 1.650 \text{ } \nu$.
 (crête de modulation).

On voit que la modulation totale en phase est de l'ordre de $\pm 4^\circ$ autour de l'onde porteuse.

Le dérèglement admis est déjà assez important pour être considéré comme la limite pratique. Par contre, sur les fréquences de fonc-

tionnement plus grandes (ondes courtes), la réaction peut devenir plus importante, et, dans ce dernier cas, la modulation en phase résultant d'un défaut de neutrodynage peut être considérée comme courante.

En effet, dans le cas des tubes puissants fonctionnant sur ondes courtes, les inductances propres et les inductances mutuelles des circuits ne peuvent plus être négligées. La réaction devient alors plus difficile à éliminer. Son importance peut être déterminée dans chaque cas particulier de façon analogue à celle que nous venons d'employer.

IV. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA MODULATION PARASITE EN PHASE

1. Mesure de la variation de phase. — Nous avons vu dans les paragraphes précédents que plusieurs causes interviennent pour introduire, dans un amplificateur modulé sur l'anode, une variation de phase de la tension de sortie.

Le sens de cette variation peut, dans ces différents cas, être le même, ou opposé suivant le sens du désaccord du circuit anodique, le sens du déréglage du neutrodyne, etc. L'étude de la modulation en phase doit donc être faite non seulement pour les causes de modulation séparées, mais également pour l'effet final.

Parmi les différentes méthodes qui ont été proposées pour l'étude de la modulation parasite en phase, nous citerons la méthode stroboscopique de HEILMAN (20), et la méthode de GUTZMANN (26), qui consiste à transformer la modulation de phase en modulation d'amplitude par addition d'une tension auxiliaire déphasée de 90°.

FITCH (22) a, d'autre part, étudié la modulation en phase en appliquant à deux plaques d'un oscilloscope cathodique la tension modulée et à deux autres plaques la tension non modulée de référence. Dans le cas où la modulation en phase existe, la figure apparaissant sur l'oscilloscope est limitée par une ellipse pour la crête de modulation et par une autre ellipse pour le creux de modulation. Bien que la précision de cette dernière méthode soit médiocre, elle constitue un moyen d'étude vraiment pratique. On peut la perfectionner en ajoutant un système stroboscopique qui permet

de mesurer la phase de l'oscillation à haute fréquence à tout instant du cycle de modulation. Le même résultat peut, cependant, être obtenu plus simplement en mesurant le déphasage pour de différents taux de modulation et en admettant que la variation de phase, dans un cycle de modulation, suit la même loi que le lieu géométrique des extrémités des maxima instantanés, pour les taux de modulation décroissant progressivement.

La figure 34 représente deux oscillogrammes relevés par la méthode de FITCH entre la grille et l'anode de l'étage modulé. Le premier de ces oscillogrammes a été relevé pour l'accord exact du circuit oscillant ; on voit que la modulation en phase est nulle. Le second correspond à un dérèglement de 0,06 % environ de la fréquence du circuit oscillant ; on voit que la modulation en phase obtenue est de l'ordre de 4 % pour la crête de modulation.

Nous avons pu vérifier par cette méthode que les ordres de grandeurs des variations de phase provoquées par le dérèglement du neutrodyne, d'une part, et par la variation du courant de grille, d'autre part, correspondent bien aux chiffres théoriques.

L'examen, à l'aide de la méthode de FITCH, des phénomènes de modulation en phase devient, cependant, très imprécis pour le creux de modulation.

Or, nous avons constaté l'existence d'une forte modulation en phase précisément pour le creux, en particulier pour des fréquences élevées de modulation.

Nous avons examiné ce phénomène en utilisant la méthode suivante. Nous appliquons à une paire de plaques d'un oscilloscope la tension modulée à examiner et à l'autre une tension de balayage en dents de scie, synchronisée sur la tension d'excitation de l'étage modulé et possédant par conséquent une phase fixe. La figure apparaissant sur l'écran est limitée, dans ces conditions, par deux sinusoïdes correspondant respectivement au creux et à la crête de modulation. On peut donc lire directement la différence de phase entre le creux et la crête.

La figure 35a représente l'oscillogramme relevé de cette façon sur un amplificateur exempt de modulation en phase. La figure 35b correspond au même réglage, mais est obtenue avec une fréquence de modulation de 10.000 pps.

On voit sur ce dernier oscillogramme que la phase de la tension à haute fréquence se modifie progressivement lorsque l'on s'ap-

proche du creux de modulation, les courbes visibles constituant l'enveloppe des sinusoïdes au voisinage du creux.

Nous croyons que ce phénomène, qui semble apparaître à partir du taux critique, est en liaison avec la surmodulation du courant.

Nous avons vu que le courant anodique à haute fréquence doit s'annuler en creux à partir du taux $K_{cr} = \cos \psi_3$. La tension à haute fréquence, qui au même instant n'est pas nulle, décroît exponentiellement. On peut donc considérer qu'à partir de cet instant jusqu'à celui de la réapparition du courant à haute fréquence nous sommes en présence d'une oscillation libre d'amplitude et de phase variables.

La modulation en phase en résultant peut être très importante. Toutefois, comme elle se rapporte à des amplitudes très faibles, les bandes latérales produites sont de faible importance.

2. Relevé des spectres de modulation. — La connaissance de l'amplitude de la variation de la phase permet de calculer le spectre émis si l'on suppose que cette variation est sinusoïdale. Cette dernière hypothèse est, dans certains cas, très loin de la vérité et le spectre émis ne peut être connu avec une certaine précision que par sa détermination directe.

En partant de la méthode de GRÜTZMACHER, RUNGE a mis au point une méthode permettant la détermination de différentes composantes d'une oscillation modulée (21). Elle est basée sur l'utilisation d'une hétérodyne donnant des battements avec l'oscillation analysée, battements que l'on fait passer par un amplificateur sélectif accordé sur 15 pps. En changeant la fréquence de cette hétérodyne, on fait ressortir successivement les différentes composantes à mesurer.

La méthode que nous avons utilisée est basée sur un principe analogue. L'oscillation à analyser est superposée à une tension auxiliaire différente de 9 kc de l'onde porteuse (fig. 27). L'ensemble est appliqué à la grille d'une penthode détectrice à caractéristiques très sensiblement paraboliques. Les battements obtenus sont dirigés ensuite à l'entrée d'un « Analyseur d'Ondes » de la Général Radio Co, appareil sélectif permettant la mesure précise des tensions musicales jusqu'à 18.000 pps. Les battements

obtenus sont de fréquence $9.000 \pm nf$ où f est la fréquence de modulation.

Pour une fréquence de modulation de 1.000 pps, par exemple, on peut mesurer ainsi jusqu'à l'harmonique 8.

Pour des fréquences de modulation plus élevées (5.000 par exemple) nous réglons l'Analyseur d'Ondes sur 1.000 pps. Dans ce cas, c'est la fréquence de l'hétérodyne auxiliaire qu'il faut faire varier pour mesurer successivement toutes les composantes à haute fréquence.

Nous avons d'abord vérifié le fonctionnement de l'appareillage. En particulier il s'agissait de choisir le point de fonctionnement du

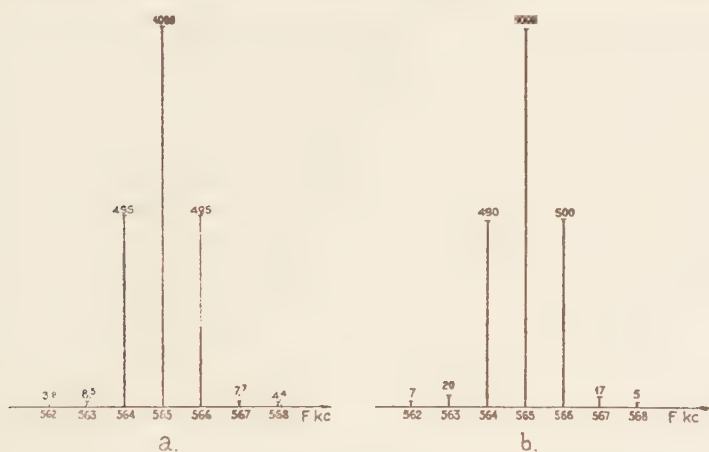


Fig. 36. — Spectres de modulation pour $f = 1000$ pps.

a) circuit oscillant accordé,

b) circuit oscillant désaccordé.

détecteur parabolique ainsi que la proportion de la tension à analyser à la tension auxiliaire, de façon à éliminer les bandes supplémentaires pouvant apparaître si la caractéristique du détecteur était différente d'une parabole.

Après réglage, cette source d'erreur a été rendue négligeable, les résultats obtenus ne dépendant presque pas de l'amplitude de la tension modulée appliquée au détecteur.

La figure (36a) représente le spectre relevé sur l'amplificateur réglé de façon à éliminer toute modulation en phase. Il est bien symétrique et les bandes harmoniques sont peu importantes.

Les harmoniques de l'enveloppe de modulation, mesurées après détection linéaire, sont pour les mêmes conditions de fonctionne-

ment de l'étage modulé (TC 1/75 ; $Z = 7.500 \Omega$; $u = 100 v$; $e = 170 v$) :

$$H_2 \cong 0,6 \% \text{ et } H_3 \cong 1 \%$$

On voit donc que si ces valeurs ne coïncident pas avec la valeur des bandes correspondantes, elles sont de même ordre de grandeur que ces dernières. D'ailleurs le détecteur employé, tout en étant sensiblement linéaire, introduit quand même un taux d'harmoniques de l'ordre de 1 % pour 100 % de modulation.

Nous avons ensuite dérégulé le circuit de l'étage modulé de 6 % environ ce qui doit produire, d'après ce que nous avons vu, une modulation en phase de l'ordre de 4° .



Fig. 37. — Spectres de modulation pour $f = 5000$ pps.

a) Circuit oscillant accordé,

b) Circuit oscillant désaccordé.

La distorsion de l'enveloppe de modulation, mesurée comme précédemment après détection linéaire, est restée sensiblement la même : $H_2 \cong 0,65 \%$; $H_3 \cong 0,5 \%$. Le spectre relevé est représenté sur la figure 36b. On voit que les bandes correspondant au deuxième harmonique sont fortement augmentées ; leur proportion aux bandes fondamentales ne correspond plus au taux d'harmoniques après détection linéaire.

D'après la formule (1,5) l'amplitude des bandes latérales du deuxième harmonique devrait être de 3,5 % environ. On voit donc que, malgré que la formule (1,5) se rapporte à une modulation en phase sinusoïdale, dans le cas présent l'ordre de grandeur des bandes mesurées correspond bien à celui calculé.

Les bandes latérales principales restent bien symétriques. Ceci confirme le calcul du premier chapitre d'après lequel les bandes additionnelles dues à la modulation en phase sont en quadrature avec les bandes de la modulation en amplitude et sont symétriques. Il est évident que, dans ces conditions, les bandes résultantes doivent également rester symétriques. Ce résultat contredit formellement celui de MEINEL (25), qui a constaté une forte assymétrie des bandes principales par suite de la modulation parasite en phase. Nous croyons que MEINEL avait à faire non pas à une modulation en phase, mais à une modulation en fréquence, dans quel cas l'une des bandes supplémentaires se trouve inversée et peut effectivement introduire une dissymétrie.

En relevant les spectres pour des fréquences de modulation élevées, avec le circuit oscillant désaccordé, nous avons pu également constater l'existence d'une certaine dissymétrie des bandes principales (fig. 37). Nous l'attribuons cependant, dans ce cas, à l'inégalité du traitement de ces deux bandes par le circuit oscillant.

CHAPITRE IV

DISTORSION NON LINÉAIRE DANS LES MODULATEURS A HAUT RENDEMENT

I. — PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT A FAIBLE DISTORSION

1. Modulateurs classe B. — Le fonctionnement à faible distorsion des modulateurs à haut rendement, classe B, est basé sur la compensation partielle des harmoniques produits par les deux

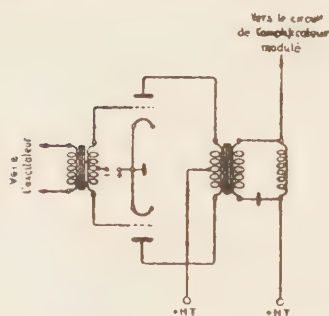


Fig. 38. — Schéma de principe d'un modulateur classe B.

bras d'un amplificateur symétrique polarisé de façon à annuler presque entièrement le courant d'anode en l'absence d'excitation (fig. 38). On sait que, dans ces conditions, on peut atteindre un rendement de l'ordre de 65 % pour la puissance nominale de l'amplificateur.

On étudie habituellement ces amplificateurs en composant graphiquement les caractéristiques de deux bras, de façon à obtenir une carac-

téristique unique reliant la tension de sortie à la tension d'entrée.

Cette méthode est très commode dans le cas où l'amplificateur fonctionne sur charge réelle, le transformateur de sortie étant supposé idéal. Lorsque, par contre, on veut tenir compte des imperfections de ce dernier, ou lorsque l'on désire étudier le fonctionnement d'un amplificateur sur charge partiellement réactive, cette méthode ne peut plus être appliquée facilement.

Dans notre étude, nous considérons un amplificateur classe B comme un ensemble de deux générateurs (fig. 39) fournissant des courants non-sinusoidaux. Nous recherchons dans quelles conditions on peut supprimer les harmoniques dans le courant résultant traversant l'impédance de charge commune, et ceci en tenant compte des imperfections du système de couplage.

Quelle que soit la forme du courant anodique d'un bras de l'amplificateur, ce courant peut toujours être représenté par :

$$I' = I'_0 + \Sigma I'_m \cos (m\omega t + \varphi'_m) + \Sigma I''_n \cos (n\omega t + \varphi'_n)$$

où I'_m sont les termes harmoniques impaires et I'_n les termes harmoniques paires. Le courant dans le deuxième bras peut être exprimé par :

$$I'' = I''_0 + \Sigma I''_m \cos (m\omega t + \varphi'_m) - \Sigma I'_n \cos (n\omega t + \varphi'_n)$$

La tension qui apparaît au secondaire du transformateur de sortie est la somme des tensions produites par ces différents courants. Il est donc important de déterminer, avant tout, la forme exacte du courant anodique.

2. Forme du courant anodique. — Considérons, d'abord, un amplificateur idéal, fonctionnant avec des triodes possédant les



Fig. 39. — Schéma équivalent d'un amplificateur classe B.

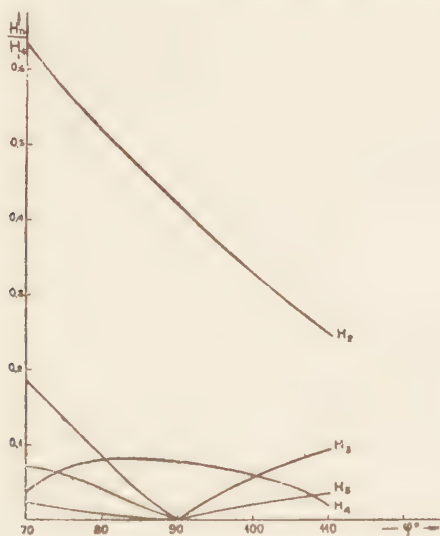


Fig. 40. — Spectre théorique du courant d'anode d'un amplificateur classe B.

caractéristiques statiques supposées parfaitement linéaires. Dans le cas d'une tension d'excitation sinusoïdale, le courant anodique de chaque bras peut être représenté par une portion de sinusoïde, d'un angle d'ouverture de 2φ à la base.

En décomposant la fonction représentant ce courant en série de FOURIER, il est possible de déterminer ses différentes composantes en fonction de l'angle φ .

La figure 40 montre le résultat de cette décomposition. On voit, en particulier, que les harmoniques impaires passent par zéro pour $\varphi = 90^\circ$. D'autre part, les harmoniques paires varient relativement peu autour de ce dernier angle.

Les caractéristiques réelles des triodes diffèrent, cependant, beaucoup des caractéristiques linéaires et, si nous employons couramment ces dernières pour les calculs énergétiques, il est

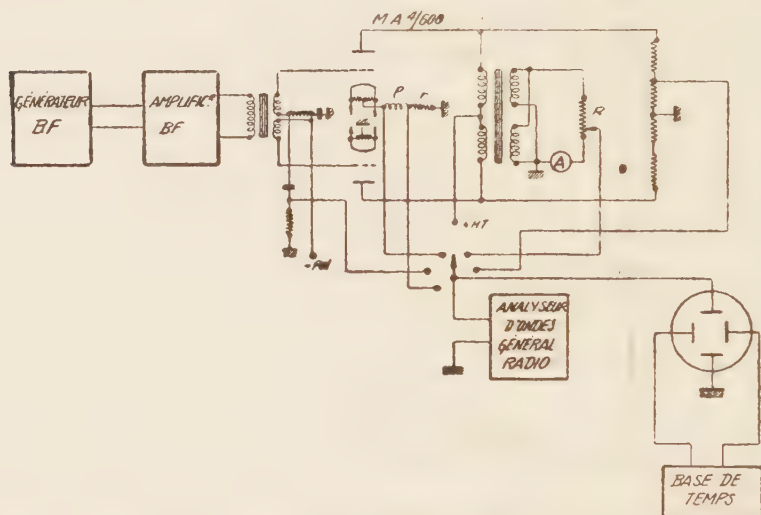


Fig. 41. — Schéma employé pour le relevé des spectres du courant d'anode et du courant de grille d'un amplificateur classe B.

évident que, pour des questions concernant la linéarité, elles ne peuvent être employées, pas plus d'ailleurs, que les autres formes schématiques comme, par exemple, les caractéristiques semi-paraboliques. La figure 40 n'est donnée qu'à titre indicatif.

Pour connaître le spectre réel du courant anodique d'un amplificateur classe B, nous avons relevé les composantes du courant anodique passant dans un amplificateur comprenant, dans chaque bras, une triode Philips MA 1/600. Ce relevé a été effectué en régime dynamique, la tension de grille et la tension anodique de l'amplificateur étant sensiblement sinusoïdales. Le schéma employé est représenté sur la figure 41. On voit que l'on mesure en

réalité le courant cathodique, y compris le courant de grille ; ce dernier pouvait, cependant, être négligé.

La figure 42 représente les résultats de ces mesures. Il est à noter, en particulier, que les harmoniques paires se rapprochent des valeurs théoriques. Les harmoniques impairs ne sont pas importants mais, dans les limites des mesures effectuées, ne s'anulent pas.

3. Harmoniques impairs. — Les harmoniques impairs des courants de deux bras créent, au secondaire du transformateur, les

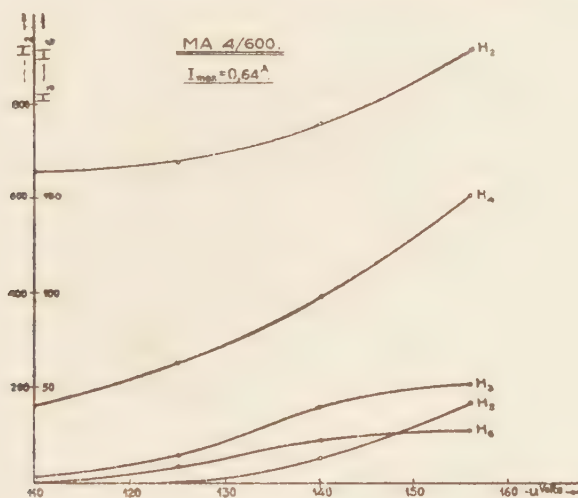


Fig. 42. — Composantes du courant anodique d'une triode MA 4/600 fonctionnant en classe B.

tensions qui s'ajoutent. Leur élimination n'est donc possible que par modification de la forme du courant, pouvant être obtenue en agissant sur la polarisation de grille.

Dans un amplificateur idéal, les harmoniques impairs sont éliminés pour $\varphi = 90^\circ$. La courbure inférieure des caractéristiques statiques réelles introduit les harmoniques qui ne peuvent être éliminés que difficilement. Ainsi, dans le cas examiné plus haut, les harmoniques impairs ne peuvent être que fortement réduits, leur élimination complète correspondant à une polarisation telle que la limite de la dissipation anodique se trouve dépassée, le fonctionnement étant, en même temps, très éloigné de la classe B.

Dans d'autres types de triodes, nous avons constaté l'existence

d'une tension de polarisation optimum pour laquelle les harmoniques impairs passent par un minimum. Cette valeur optimum de la polarisation se rapproche d'autant plus de la valeur théorique que les caractéristiques statiques présentent les parties linéaires plus étendues.

Le cas examiné plus haut est celui d'un amplificateur fonctionnant sur une charge réelle et dont le point de fonctionnement ne s'engage jamais dans la courbure supérieure.

Pour une excitation plus forte que celle que nous avons utilisée, la caractéristique dynamique de l'ensemble s'incurve dans la partie supérieure et introduit ainsi une limitation de la puissance par apparition d'harmoniques impairs importants.



Fig. 43. — Distorsion d'un amplificateur classe B, en fonction de la puissance de sortie.

La courbe de distorsion d'un amplificateur classe B présente généralement la forme indiquée sur la figure 43. On peut distinguer, dans cette courbe, trois zones différentes. La première correspond à des amplitudes faibles. Le fonctionnement

peut être considéré comme s'effectuant sensiblement en classe A sur caractéristiques très courbes ; la distorsion augmente avec l'amplitude. Les harmoniques prédominants sont du rang 2 et 3.

La seconde zone est caractérisée par la faible variation de la distorsion en fonction de la tension à la sortie. L'harmonique prédominant est du rang 2 ; il est dû à la dissymétrie qui se maintient sensiblement constante.

La troisième zone est celle où les caractéristiques dynamiques s'incurvent dans la partie supérieure. Les harmoniques impairs deviennent prédominants et augmentent rapidement. Cette augmentation rapide de la distorsion constitue la véritable limitation de la puissance utile de l'amplificateur.

4. Harmoniques pairs. — Si les harmoniques impairs s'ajoutent au secondaire du transformateur, les harmoniques pairs, par contre, se retranchent. Les harmoniques pairs introduits dans la tension secondaire ne peuvent donc résulter que d'un déséquilibre, en amplitude ou en phase, de deux bras de l'amplificateur.

Examinons l'ordre de grandeur de la distorsion en résultant. Soient E'_n et E''_n les tensions produites au secondaire par les cou-

rants de même fréquence harmonique dans les deux bras de l'amplificateur. Si l'angle de déphasage de la tension E'_n , par rapport à la tension E''_n est de $\pi + \varphi$ (au lieu d'être π), la tension secondaire résultante (fig. 44) est :

$$E_{rn} = \sqrt{E_n'^2 + E_n''^2 - 2 E_n' E_n'' \cos \varphi}$$

Posons :

$$E_1' = K_f E_n'; \quad E_1'' = K_f E_n''$$

où E_1' et E_1'' sont les tensions de fréquence fondamentale de deux bras de l'amplificateur, K_f étant un facteur de forme.



Fig. 44. — Composition des harmoniques paires.

Dans le cas où la différence de phase n'est pas très grande, ($\varphi \leq 15^\circ$ par ex.) et le déséquilibre en amplitude est faible, la tension résultante du terme fondamental est : $E_{r1} \cong 2K_f E_1'$ et le taux de distorsion de la tension secondaire est :

$$D = \frac{E_{rn}}{E_{r1}} \cong \frac{\sqrt{E_n'^2 + E_n''^2 - 2E_n'E_n'' \cos \varphi}}{2K_f E_n'}$$

En posant : $E''_n = sE'_n$ on a :

$$D \cong \frac{\sqrt{1 + s^2 - 2s \cos \varphi}}{2K_f} \quad (4.1)$$

Cette formule permet de déterminer les valeurs admissibles pour la rotation de phase et pour la différence des amplitudes.

Pour la rotation de phase seule, $s = 1$ et $D \cong \frac{\sqrt{2 - 2 \cos \varphi}}{2K_f}$.

Pour les faibles déphasages : $D \cong \frac{\sin \varphi}{2K_f}$.

Dans le cas d'une différence d'amplitude seule, $D = \frac{1 - s}{2K_f}$.

Le coefficient K_f est, d'après les courbes de la figure 40, de l'ordre de 2,5 pour le deuxième harmonique, et de l'ordre de 5 pour le quatrième.

On voit donc, par exemple, qu'un déphasage de 5° de l'harmonique 2 introduit au secondaire un taux d'harmonique de 1,7 % environ. De même, une différence d'amplitude de 5 % introduit au secondaire 1 % d'harmoniques.

Le plus souvent, cependant, le déphasage est accompagné d'un déséquilibre et dans ce cas la formule (4-1) permet de déterminer la distorsion résultante.

Notre raisonnement est basé sur l'hypothèse que la forme du courant reste toujours la même et que le coefficient K_f reste constant. On peut admettre que cette condition est approximativement réalisée lorsque le taux d'harmoniques final est faible ($D \leq 10\%$, par exemple). De toute façon, nous ne déterminons qu'un ordre de grandeur de la distorsion.

Les causes du déséquilibre des amplitudes résident, pour la partie médiane de la gamme musicale, dans l'inégalité des caractéristiques des tubes équipant les deux bras de l'amplificateur, ainsi que dans la différence des excitations.

Les caractéristiques dynamiques des triodes sont heureusement beaucoup plus semblables entre elles que les caractéristiques statiques. Pratiquement, on constate des taux d'harmoniques paires de l'ordre de 1 à 2 %, c'est ce qui correspond à des déséquilibres des amplitudes de l'ordre de 5 à 10 %.

L'équilibrage de l'excitation est facile à obtenir pour la gamme moyennes des fréquences et même pour les fréquences élevées si l'on emploie des transformateurs d'excitation de construction rationnelle.

A première vue, il paraîtrait possible de compenser le déséquilibre des caractéristiques des triodes par un déséquilibre de l'excitation. Les difficultés de réalisation des transformateurs d'excitation d'un rapport variable ou même ajustable ne permettent pas, cependant, l'utilisation pratique de cette compensation.

Par contre, en tolérant une légère augmentation des harmoniques impaires, on peut égaliser les amplitudes des harmoniques paires en agissant sur la polarisation de grille que l'on peut rendre indépendante pour chaque bras de l'amplificateur.

Le déséquilibre en phase des harmoniques peut provenir, soit d'un déphasage des excitations des grilles de deux bras, soit des imperfections des transformateurs de sortie.

Ces déphasages se manifestent surtout aux fréquences élevées. En ce qui concerne l'excitation de grille il faut tenir compte du fait qu'un degré de déphasage de la tension d'excitation produit n degrés de déphasage pour l'harmonique n du courant anodique.

Ainsi, le déphasage des excitations des deux bras doit rester inférieur à 1,5 % si l'on désire que l'harmonique 2 en résultant ne dépasse pas 1 %.

II. — EXTRÉMITÉS DU SPECTRE MUSICAL

1. Déséquilibre introduit par le transformateur de sortie. —

Par le principe même de son fonctionnement, le transformateur reliant le modulateur à l'amplificateur modulé est symétrique au primaire et dissymétrique au secondaire. Les tensions entre les enroulements primaire et secondaire sont, dans ces conditions, en concordance de phase pour l'un des bras de l'amplificateur et en opposition de phase pour le second. La capacité effective entre les enroulements se trouve donc différente pour les deux bras. Étant donné que la tension primaire comporte des harmoniques paires importants, cette dissymétrie des capacités peut introduire des harmoniques paires dans la tension secondaire et ceci d'autant plus facilement que la fréquence de la tension harmonique est élevée.

Considérons un amplificateur équipé avec un transformateur dissymétrique au primaire et au secondaire (fig. 45) comprenant une capacité primaire c_1 , une capacité secondaire c_2 , une inductance de fuite l , une résistance de charge R , un transformateur idéal T , et un condensateur c (capacité entre le primaire et le secondaire) branché entre le secondaire et l'entrée du système.

Ce système équivalent semble bien correspondre aux circuits réels d'un transformateur imparfait ; la seule supposition faite ici et ne correspondant pas à la réalité est l'hypothèse que toutes les capacités ci-dessus sont concentrées tandis qu'en réalité elles

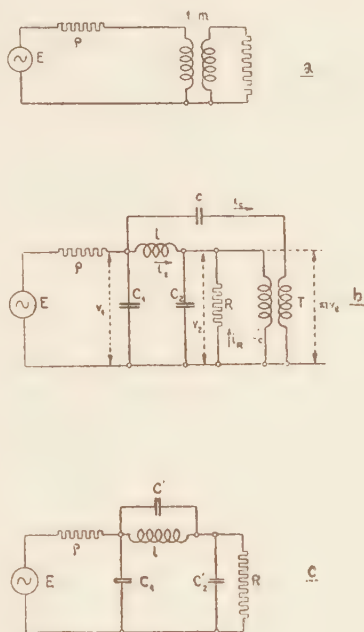


Fig. 45. — Schéma équivalent d'un amplificateur classe B à transformateur.

sont réparties ; on sait cependant qu'une capacité répartie peut, en première approximation, être remplacée par une capacité concentrée effective donnant le même effet.

Les valeurs de C et de R sont rapportées au primaire. La tension aux bornes du primaire est V_1 . Celle aux bornes secondaires est mV_2 .

On peut écrire :

$$i_c = j\omega(V_1 \mp mV_2)$$

le signe $\pm$ correspondant aux deux sens possibles de l'enroulement secondaire. Comme les ampère-tours dans le transformateur doivent s'annuler,

$$i_c' = -i_cm = -j\omega(V_1 \mp mV_2)m$$

$$i_R = \frac{V_2}{R}; \quad i_{c_2} = jc_2\omega V_2; \quad V_1 = V_2 + j\omega i_2$$

En combinant toutes ces relations, on trouve :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 - \omega^2(c_2 \pm cm^2) + j\frac{\omega}{R}}{1 - \omega^2 cm} \quad (4-2)$$

On voit donc que la présence de la capacité entre les enroulements modifie la valeur de la capacité apparente secondaire et introduit un affaiblissement pour la fréquence $\omega = \frac{1}{\sqrt{Lcm}}$.

On peut ramener le schéma équivalent de la figure 45b au schéma plus simple de la figure 45c.

On a, dans ce dernier cas :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 - \omega^2(c' + c'_2) + j\frac{\omega}{R}}{1 - \omega^2 c'}$$

Les schémas (45b) et (45c) sont donc équivalents. On a par conséquent :

$$c_2 \pm cm^2 = c' + c'_2$$

et

$$cm = c'$$

d'où :

$$c'_2 = c_2 \pm cm^2 - cm.$$

La capacité c'_2 peut être positive ou négative. Si l'on considère

la courbe de transmission des fréquences d'un amplificateur symétrique au primaire et dissymétrique au secondaire, on voit qu'elle doit être différente pour ses deux bras.

Si la capacité pour un bras $c'_2 = c_2 + cm_2 - cm$ est de valeur convenable, elle peut, par exemple, provoquer une surélévation de la courbe de transmission jusqu'à la résonance série. La résonance de la self de fuite sur la capacité effective entre les bobinages doit, par contre, produire un trou. Pour le second bras

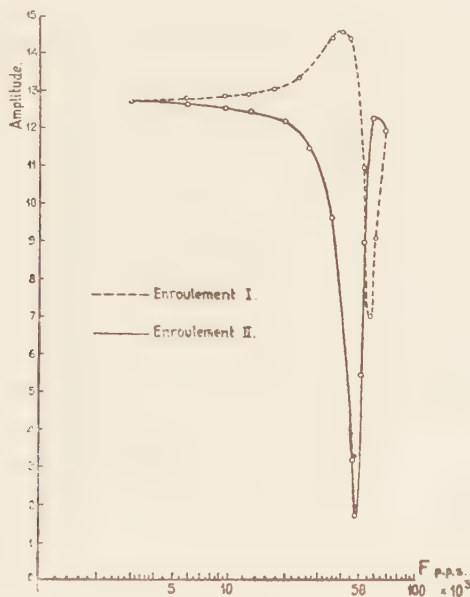


Fig. 46. — Courbes de transmission de deux enroulements d'un transformateur de 3 KW.

la capacité $c'_2 = c_2 - cm^2 - cm$ est nettement plus faible et peut même devenir négative. Dans ce cas, la courbe de transmission baisse pour les fréquences élevées et présente plus loin un trou dû, comme pour le premier bras, à la résonance $lc\omega^2m = 1$.

Les courbes de transmission relevées sur un transformateur de 3kW que nous avons construit pour notre amplificateur expérimental confirment très bien ce raisonnement (fig. 46). La courbe pour le bras 1 présente effectivement une partie montante, une résonance série vers 40.000 pps. et un trou vers 55.000 pps. Le second bras, par contre, présente une courbe descendante et un trou pour 48.000 pps. environ. Lorsque l'on inverse les enroule-

ments de deux bras (en inversant en même temps les bornes d'entrée) les courbes restent sensiblement les mêmes.

La dissymétrie en résultant ne semble pas introduire un taux d'harmoniques important.

En tenant compte uniquement de l'amplitude, on a, par exemple pour 10.000 pps. (harmonique 2 du 5.000 pps.) un déséquilibre relatif de l'ordre de 3 %, ce qui conduit à un taux d'harmoniques de 0,6 % environ.

Pour déterminer exactement les harmoniques introduits, il faudrait tenir compte du déphasage qui varie plus rapidement que les amplitudes. Pratiquement, nous avons trouvé que, pour les transformateurs de construction rationnelle, les harmoniques paires résultant du phénomène examiné peuvent être tolérés jusqu'à 15.000 pps. environ.

2. Commutation des anodes pour les fréquences élevées. —

Nous venons de voir que le déséquilibre des harmoniques paires peut être limité à une valeur admissible même pour les fréquences musicales les plus élevées. Par contre, les harmoniques impaires

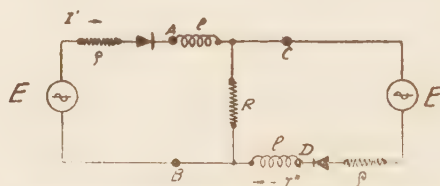


Fig. 47. — Schéma équivalent d'un amplificateur classe B pour les fréquences élevées.

deviennent importantes, pour ces fréquences, par suite du phénomène de commutation des anodes, phénomène signalé par PENTUNG SAH (38).

Nous avons représenté un amplificateur classe B comme un ensemble de deux générateurs débitant des courants non sinusoïdaux dans une impédance de charge commune (fig. 39).

Pour les fréquences élevées ce schéma doit être complété par les inductances de fuites du transformateur (fig. 47). Notre schéma comprend donc deux générateurs, chacun de résistance interne ρ et de f. e. m. $E \sin \omega t$ débitant à travers une valve et une inductance l dans une résistance R (¹). Chacune des deux valves peut être considérée à son tour comme un interrupteur qui est fermé

à l'instant où la tension a ses bornes devient positive et ouvert lorsque la tension devient négative.

Dans ces conditions, à chaque demi-période, on est en présence d'un régime d'établissement du courant alternatif dans un circuit comprenant une résistance $R' = R + \rho$ et une inductance L . On a donc :

$$l \frac{dI'}{dt} + R'I = E \sin \omega t, \quad \text{avec } I = 0 \quad \text{pour } t = 0,$$

le circuit étant fermé à l'instant $t = 0$.

Le courant anodique comporte un terme périodique et un terme transitoire :

$$I = I_m \sin (\omega t - \varphi) + I_m \sin \varphi \cdot e^{-\frac{R}{l\omega} \cdot \omega t}$$

où

$$I_m = \frac{E}{\sqrt{R'^2 + (l\omega)^2}}; \quad \varphi = \text{Arc tg } \frac{l\omega}{R'}.$$

D'autre part, le courant anodique ne peut être que positif et sa forme, qui en l'absence de l'inductance l peut être représentée par une demi-sinusoïde, est modifiée par la présence du deuxième terme de l'équation (4-3).

Les courants de deux bras de l'amplificateur se combinent dans la résistance de charge commune et la tension finale aux bornes de celle-ci peut-être considérée comme la somme des tensions produites par ces deux courants.

Nous avons étudié expérimentalement l'influence de la self de fuites sur un amplificateur d'essai comportant 6 triodes MA 4 /600. La figure 48a montre l'oscillogramme du courant passant dans un bras de l'amplificateur où l'on voit nettement la déformation du courant produite par la self de fuites. La figure 48b représente la tension à la sortie de l'amplificateur. Ces mesures ont été effectuées sur 5.000 pps. et correspondent à un rapport $\frac{l\omega}{R'} \sim 5,5$.

Si la tension secondaire résultante diffère peu d'une sinusoïde, par contre, la tension primaire semble être fortement distordue. La figure 48c représente, à titre d'exemple, la tension primaire correspondant au cas examiné plus haut.

(1) Nous négligeons dans ce schéma l'influence de l'inductance de fuites entre les deux demi-primaires. Cette inductance est, par construction, nettement plus élevée que l'inductance de fuites entre le secondaire et chaque demi-primaire.

L'examen du schéma équivalent de la figure 47 permet de se rendre compte de l'origine de ce phénomène. La tension primaire doit être considérée entre les bornes AB pour un bras et CD pour l'autre bras de l'amplificateur. Pour le premier cas, on a :

$$E_{AB} = l \frac{dI'}{dt} + RI' - RI''.$$

Or, la tension $RI' - RI''$ est la tension secondaire E_2 .

Donc,

$$E_{AB} = E_2 + l \frac{dI'}{dt}.$$

Dans le cas des fréquences basses, $l \frac{dI'}{dt}$ est négligeable et la tension primaire E_{AB} est sensiblement sinusoïdale. Par contre, dans le cas examiné, on ne peut plus négliger ce facteur.

La figure 48d montre l'oscillogramme de $l \frac{dI'}{dt} + RI'$ relevé sur l'amplificateur d'essai. Nous avons disposé, à cet effet, une petite inductance l en série avec une résistance r entre la cathode et le point de retour de la tension anodique (fig. 41). L'oscillogramme de la figure 48a a été relevé de la même façon, mais aux bornes de la résistance seule.

La composition graphique de la courbe $RI'' = f(t)$ avec la courbe $RI' + l \frac{dI'}{dt} = f(t)$ permet de reconstituer la forme de la tension primaire de la figure 48c et confirme ainsi notre raisonnement.

La déformation de la tension amplifiée résultant de la superposition du terme transitoire au terme sinusoïdal, il est évident que la valeur de la distorsion est uniquement fonction du rapport $\frac{R'}{l\omega}$. Nous avons vérifié cette conclusion expérimentalement en mesurant la distorsion en fonction de la fréquence et en répétant ces mesures pour différentes valeurs des inductances ajoutées en série avec les anodes, de façon à obtenir artificiellement une augmentation de l'inductance de fuites. La figure 49 représente les courbes $D = f\left(\frac{R'}{l\omega}\right)$ obtenues en mesurant la distorsion pour différentes fréquences et pour différentes valeurs des inductances des fuites totales. On voit que la distorsion semble nettement être

fonction de $\frac{R'}{l\omega}$, sensiblement les mêmes résultats ayant été retrouvés pour des valeurs de l et de ω différentes, mais donnant le même produit $l\omega$.



Fig. 49. — Distorsion en fonction de l'inductance de fuites. (L'échelle des m_l est à multiplier par 2,2).

3. Courant magnétisant des transformateurs. — On sait que le courant magnétisant d'un transformateur fonctionnant sous une tension sinusoïdale peut être très riche en harmoniques.

En considérant le schéma équivalent d'un modulateur pour les fréquences les plus basses (fig. 50), on voit que ce courant se referme par la résistance interne de celui-ci et l'impédance de charge considérées en parallèle, $R_t = \frac{R_i \cdot R_{ch}}{R_{ch} + R_i}$.

Les différentes composantes du courant magnétisant produisent dans l'impédance R_t les tensions de fréquences correspondantes, tensions qui s'ajoutent à la tension utile, introduisant ainsi une distorsion non-linéaire.

En considérant le fonctionnement du transformateur pour différentes fréquences, il apparaît que le courant traversant l'inductance primaire du transformateur croît avec l'abaissement de la fréquence et que les termes harmoniques de ce courant croissent encore plus rapidement. En effet, le flux magnétique dans le fer étant sinusoïdal, les ampères-tours primaires ne peuvent pas l'être par suite de la non-linéarité de la courbe $B = f(H)$. Le terme fondamental du courant anodique est de même ordre de grandeur que le courant total. Il peut donc être déterminé par la relation $I_1 \cong \frac{E}{L\omega}$ où L est l'inductance primaire. Les amplitudes de différents harmoniques sont $I_n = K_n \cdot I_1$ où K_n sont des coefficients, fonction du rang des harmoniques et de l'induction dans le fer.



Fig. 50. — Schéma équivalent d'un amplificateur pour les fréquences très basses.

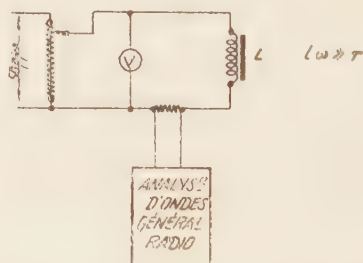


Fig. 51. — Schéma utilisé pour la mesure des harmoniques du courant magnétisant.

Les courants harmoniques croissent très rapidement avec l'abaissement de la fréquence, et les effets de distorsion apparaissent pour les fréquences les plus basses du spectre musical. Cette distorsion peut être facilement calculée en déterminant le

terme fondamental du courant magnétisant et en relevant les coefficients K_n en fonction de l'induction.

Il est évident que notre raisonnement n'est applicable qu'en cas de faible distorsion, la tension appliquée étant toujours considérée comme approximativement sinusoïdale.

Nous avons relevé les coefficients K_n du courant magnétisant sur un échantillon de fer au silicium (2,6 w/kg).

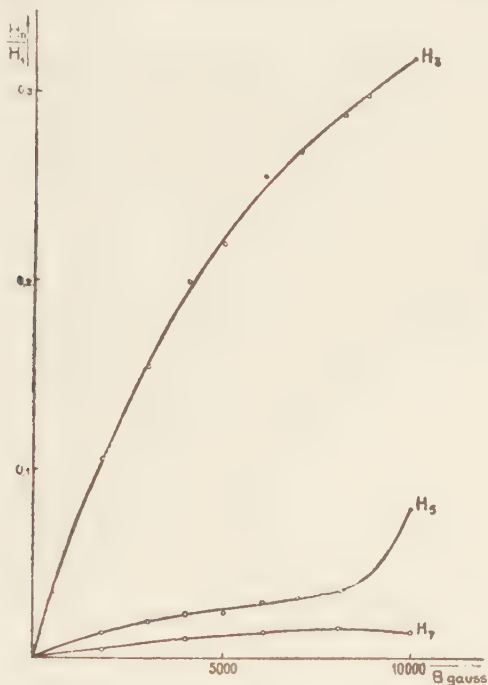


Fig. 52. — Harmoniques du courant magnétisant.

A cet effet, nous avons appliqué une tension sinusoïdale à 50 pps. à un échantillon de dimensions connues, et avons mesuré, à l'aide d'un Analyseur d'Ondes, les différents termes du courant (fig. 51).

La figure 52 montre les courbes donnant les coefficients correspondants en fonction de l'induction.

On remarquera l'absence des harmoniques pairs dont les valeurs étaient reconnues négligeables.

III. — INFLUENCE DU COURANT DE GRILLE

1. Courant de grille dans les amplificateurs classe B. — Le courant de grille d'un amplificateur classe B fonctionnant dans de bonnes conditions énergétiques est généralement important et fortement non-linéaire. Sa forme peut être déterminée en partant des caractéristiques des triodes. Dans ce calcul, il faut tenir compte du fait que, pour les fréquences extrêmes, le modulateur fonctionne généralement sur impédances partiellement réactives. Les phénomènes d'émission secondaire apparaissent parfois et le courant de grille peut devenir très riche en harmoniques supérieures.

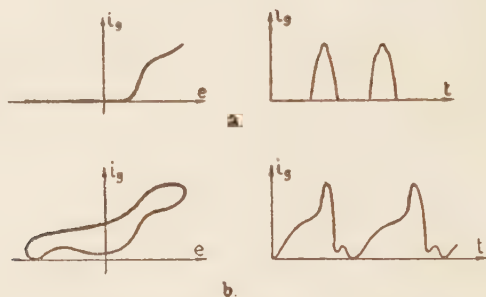


Fig. 53. — Courant de grille d'un modulateur puissant.

La courbe *a* de la figure 53 montre, à titre d'exemple, la forme du courant de grille pour 500 pps. relevé sur un modulateur de 20 kW. ; la courbe *b* de la même figure se rapporte au même modulateur fonctionnant à 10.000 pps. Dans les deux cas la tension d'excitation était sensiblement sinusoïdale.

Les courbes de la figure 54 représentent la variation des différentes composantes du courant de grille d'une triode Philips MA 4/600 en fonction de la tension d'excitation. Nous avons relevé ces courbes à 1.000 pps., le schéma employé étant celui de la figure 44. On voit que les harmoniques prédominants sont du rang 2 et 3, les harmoniques supérieures étant très nombreux et décroissant lentement.

Le courant de grille doit être fourni par l'amplificateur-excitateur précédant directement le modulateur. Ses différentes composantes doivent se refermer par l'ensemble des circuits existants

PLANCHE IV

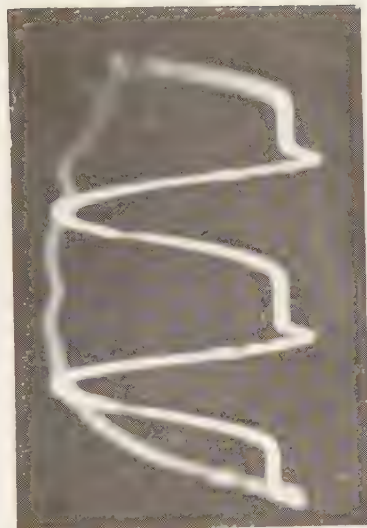
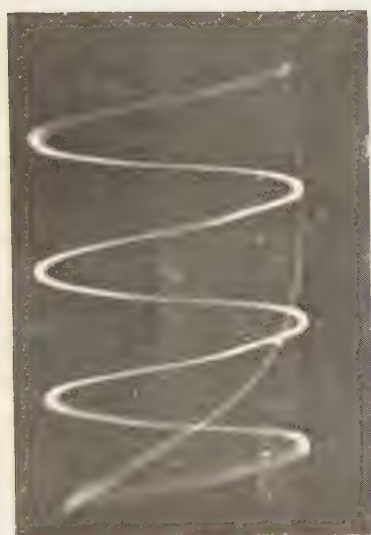


Fig. 4. — Oscillogrammes relatifs aux courbes de la classe 1.5 (oscillogramme et 1.5.0. m. l'oscillogramme) et 1.5.0. m. l'oscillogramme et 1.5.0. m. l'oscillogramme.

en parallèle entre la grille et la cathode, et la chute de tension produite par ces harmoniques dans l'impédance de cet ensemble se superpose à la tension d'excitation produisant ainsi une distorsion non-linéaire.

Le problème est donc absolument analogue à celui posé par le courant magnétisant des transformateurs. Si Z_i est l'impédance interne de l'excitateur, compte tenu des circuits de couplage à la grille du modulateur, Z_{ch} étant son impédance de charge rapportée à la grille, l'impédance totale, pour le courant de grille, est :

$$Z_t = \frac{Z_i \cdot Z_{ch}}{Z_{ch} + Z_i};$$

et le taux de distorsion résultant :

$$D = \frac{\sqrt{\sum (i_g Z_t)^2}}{e}.$$

Il faut également tenir compte de la symétrie de l'amplificateur ; comme dans le cas du circuit anodique, les harmoniques paires se retranchent et les harmoniques impaires s'additionnent.

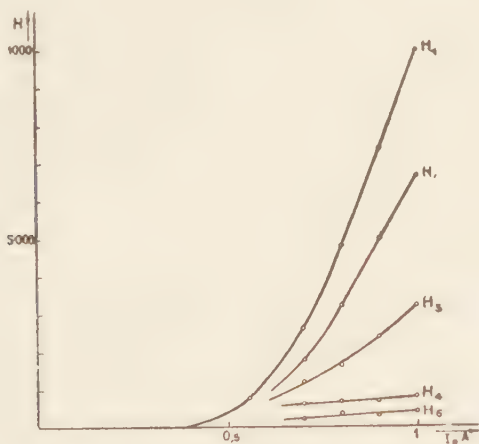


Fig. 54. — Composantes du courant de grille d'un amplificateur classe B.

Les harmoniques résultant du courant de grille sont pratiquement l'une des causes les plus importantes de la non-linéarité des modulateurs à haut rendement.

2. Excitateurs à transformateur. — Afin de diminuer au minimum l'impédance Z_i , il est d'usage d'interposer, entre l'ampli-

ificateur-excitateur et le circuit de grille du modulateur, un transformateur-abaisseur de rapport m (fig. 55a). Dans ces conditions, il faut tenir compte de l'inductance de fuites de ce transformateur ; l'impédance Z_i devient (fig. 55b) $Z_i = \rho/m^2 + R + j\omega L$ où ρ est la résistance interne des triodes excitatrices, R est la résistance des enroulements rapportée au secondaire et L est l'inductance des fuites également rapportée au secondaire.

On voit donc que, dans ce cas, Z_i est fonction de la fréquence. Si Z_{ch} est élevée, la distorsion augmente avec la fréquence et les harmoniques d'un rang très élevé peuvent prendre naissance dans la tension de sortie de l'amplificateur.

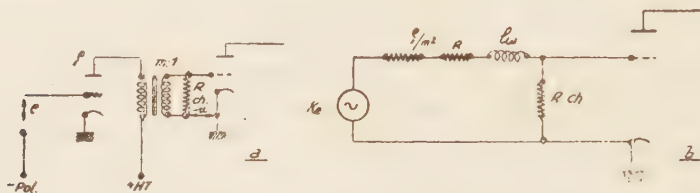


Fig. 55. — Schéma équivalent d'un excitateur à transformateur.

Dans les transformateurs de bonne construction, l'inductance de fuite peut être réduite à une valeur très faible. On est, cependant limité dans cette voie et, dans ces conditions, le seul moyen de diminuer la distorsion aux fréquences élevées est de placer aux bornes secondaires une résistance R_{ch} suffisamment faible pour que le facteur Z_i soit ramené à une valeur acceptable. Ceci conduit à diminuer le rapport de transformation m et à augmenter ainsi la distorsion pour les fréquences moyennes (par suite de l'augmentation du facteur ρ/m^2) ou encore à augmenter la puissance de l'excitateur en abaissant ρ . Dans tous les cas il est avantageux d'employer dans l'excitateur des triodes de faible résistance interne alimentées sous tensions anodiques élevées.

3. Excitateurs à couplage cathodique. — L'utilisation d'une triode accouplée par une résistance cathodique au circuit de grille du modulateur permet la réalisation des excitateurs possédant une impédance interne réelle et indépendante de la fréquence.

Considérons le schéma de la figure 56. Le courant anodique i de la triode excitatrice peut être trouvé en partant de l'équation de la caractéristique statique ($\rho_i = V - w + kU$).

$$U = -u - ri; \quad V = v - ri$$

d'où :

$$\varphi i = v - ku - kri - ri.$$

Comme

$$i = i_1 + i_2, \quad \text{on a, en posant} \quad k + 1 = k' \quad \text{et} \quad ri_1 = u_2:$$

$$u_2 = r \frac{v - ku - v}{\rho + k'r} = r \frac{\varphi i_2}{\rho + k'r} \quad (4,6)$$

L'impédance apparente présentée entre les bornes AB pour les variations du courant de grille i_2 de la seconde triode est :

$$Z't = \frac{-du_2}{di_2}.$$

En partant de (4-6) on a :

$$Z't = \frac{\varphi}{k' + \rho/r}.$$

On voit que Z_t est dans ce cas une résistance ohmique pure. Si, $k \gg 1$ et $\rho/r \ll k$, on a, approximativement :

$$Z't \cong \varphi/k.$$

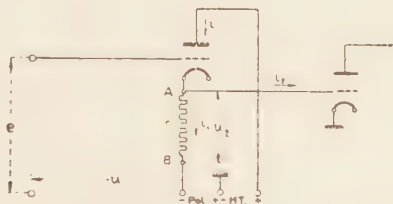


Fig. 56. — Schéma d'un excitateur à couplage cathodique.

Dans le cas de l'abaissement de l'impédance par transformateur, nous avons trouvé (pour les fréquences basses)

$$Z_t \cong \varphi/m^2.$$

Dans le cas des modulateurs puissants,

$$m = 4 \text{ à } 7, \quad \text{c. a. d;} \quad m^2 = 16 \text{ à } 49.$$

Par contre, le coefficient d'amplification k des triodes à faible résistance dépasse rarement 10 à 15. On voit donc que la valeur de Z_t réalisée avec des transformateurs abaisseurs peut être, pour les fréquences basses, 2 à 5 fois plus faible que dans le cas d'un excitateur à couplage cathodique.

Nous croyons que c'est pour cette raison que ce système d'excitation, déjà proposé (35), n'a jamais été appliqué, à notre connaissance, aux modulateurs à haut rendement.

Nous examinerons plus loin ses avantages.

CHAPITRE V

CORRECTION DE LA NON-LINÉARITÉ DES MODULATEURS A HAUT RENDEMENT PAR LA CONTRE-RÉACTION

I. — APPLICATION DE LA CONTRE-RÉACTION AUX MODULATEURS A HAUT RENDEMENT

1. Rappel des propriétés de la contre-réaction. — Considérons un amplificateur de coefficient d'amplification k (fig. 57). Si l'on ramène de sa sortie à son entrée une fraction de la tension de sortie $E_s\beta$, la tension à l'entrée sera la somme de la tension de réaction $E_s\beta$ et de la tension aux bornes d'entrée E'_e . On a donc :

$$\begin{aligned}\bar{E}_s &= \bar{k} \bar{E}'_e \\ E'_e + \bar{\beta} \bar{E}_s &= \bar{E}_e\end{aligned}$$

d'où

$$\bar{E}_e = E'_e (1 + \bar{k} \bar{\beta}) \quad (5,1)$$

On peut écrire :

$$\bar{k} = k e^{j\varphi_1}, \quad \bar{\beta} = \beta e^{j\varphi_2}, \quad \varphi_1 + \varphi_2 = \varphi$$

d'où :

$$\bar{k} \bar{\beta} = k \beta e^{j\varphi}.$$

Il est facile ainsi de calculer la valeur de E_e . Sur le diagramme de la figure 57 représentant l'équation (57) on a :

$$E_e = E'_e \sqrt{1 + k^2 \beta^2 - 2k\beta \cos \varphi}$$

ou, encore, comme $\theta = \pi - \varphi$,

$$E_e = E'_e \sqrt{1 + k^2 \beta^2 + 2k\beta \cos \varphi}$$

Posons :

$$\sqrt{1 + k^2 \beta^2 + 2k\beta \cos \varphi} = \sigma \quad (5,2)$$

L'amplification totale, $\frac{E_s}{E_e} = k$, sans contre-réaction, devient k' avec contre-réaction :

$$k' = \frac{E_s}{E_e'} = \frac{kE_e'}{\sigma E_e'} \quad (5,3)$$

$$k' = \frac{k}{\sigma}$$

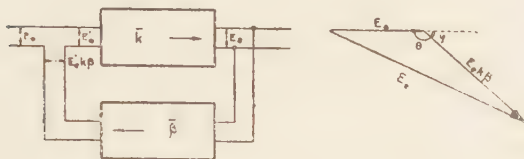


Fig. 57. — Réduction du gain dans un amplificateur à contre-réaction.

Lorsque le fonctionnement de l'amplificateur introduit une composante nouvelle E_p dans la tension de sortie (harmoniques, composantes différentielles ou additionnelles, bruit de fond, etc.), cette tension est diminuée dans le même rapport σ par la contre-réaction. En effet, si, après avoir appliqué la contre-réaction, la tension de cette composante nouvelle devient E_p' , on peut dire que la tension à l'entrée $\sigma E_p'$ se transforme à la sortie en tension $k\sigma E_p'$ qui s'oppose à la tension E_p . Ceci suppose que l'amplificateur est sensiblement linéaire, c'est-à-dire que la distorsion à corriger est faible.

On a donc :

$$E_e' = k\sigma E_p' + E_e'$$

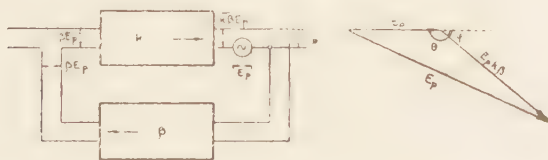


Fig. 58. — Réduction de la distorsion et du bruit de fond dans un amplificateur à contre-réaction.

Le diagramme représentant cette relation (fig. 58) est analogue à celui de la figure 57). On a donc :

$$E_p' = \frac{E_p}{\sigma} \quad (5,4)$$

L'amplification, la distorsion non-linéaire et le bruit de fond

sont donc divisés par les facteur τ . Il est facile de montrer que la distorsion linéaire se trouve également diminuée dans le même rapport.

Ces résultats ne sont pas rigoureux, étant donné que nous avons supposé l'amplificateur linéaire. L'approximation résultant de cette hypothèse est, toutefois, pratiquement satisfaisante dans le cas où la distorsion non linéaire à corriger n'est pas très sensible.

Dans le cas contraire on constate l'apparition, dans la tension de sortie, des termes nouveaux résultant de l'interférence entre la tension à amplifier et ses harmoniques, termes différentiels et additionnels, etc.

2. Particularités d'application de la contre-réaction aux modulateurs. — Nous avons vu que si la distorsion d'un amplificateur classe B peut être réduite à une valeur très faible pour les fréquences de modulation moyennes, plusieurs causes concourent pour la rendre importante aux extrémités du spectre musical. Nous avons examiné les moyens de réduire cette distorsion, et de cet examen il semble se dégager que la recherche de la diminution de la distorsion aux extrémités du spectre doit avoir des conséquences économiques indésirables : augmentation du courant statique, augmentation de la puissance de l'excitateur, l'accroissement du poids des transformateurs, etc.

L'application de la contre-réaction aux modulateurs doit non seulement permettre la diminution de la distorsion, mais également l'amélioration sensible des conditions économiques de leur établissement et de leur exploitation.

Cette application présente, cependant, quelques difficultés dues au grand nombre d'étages habituellement employés.

Le déphasage de la tension amplifiée dans ces étages peut être considérable ; si en même temps l'amplitude ne diminue pas suffisamment, la condition d'accrochage peut être réalisée, et l'oscillation de l'amplificateur rend, dans ce cas, impossible son utilisation normale.

Les différents étages d'un modulateur à haut rendement peuvent être divisés en trois parties.

La première partie comprend généralement un à quatre étages d'amplification en tension. Ces étages peuvent être considérés comme parfaitement linéaires. Le déphasage qu'ils introduisent

est fonction des couplages utilisés. Dans le cas des amplificateurs à transformateurs, le déphasage entre la tension de grille et la tension anodique peut dépasser π sans que ceci corresponde à un

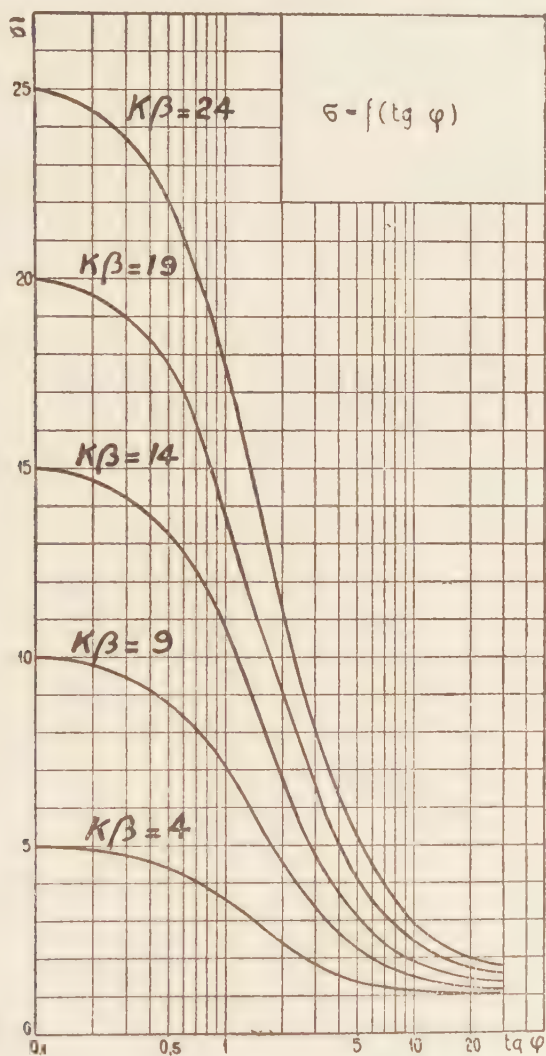


Fig. 59. — Variation de la correction en fonction du déphasage.

affaiblissement d'amplitude. L'application de la contre-réaction semble impossible dans un modulateur comportant plusieurs étages à transformateur.

L'utilisation des étages à couplage par résistance diminue sen-

siblement les difficultés. Le déphasage par étage tend dans ce cas vers $\pi/2$, et l'amplitude suit la loi de $\cos \varphi$.

Les amplificateurs en tension attaquent la grille de l'étage exciteur, dont le rôle est d'abaisser l'impédance avant d'appliquer la tension d'excitation à la grille de l'étage final.

Ceci est réalisé généralement à l'aide d'un transformateur abaisseur de tension reliant le circuit anodique de l'exciteur au circuit de grille de l'étage final.

Ce transformateur introduit également une rotation de phase nuisible et il est indispensable de prendre certaines précautions, pour que l'utilisation de la contre-réaction soit réellement efficace.

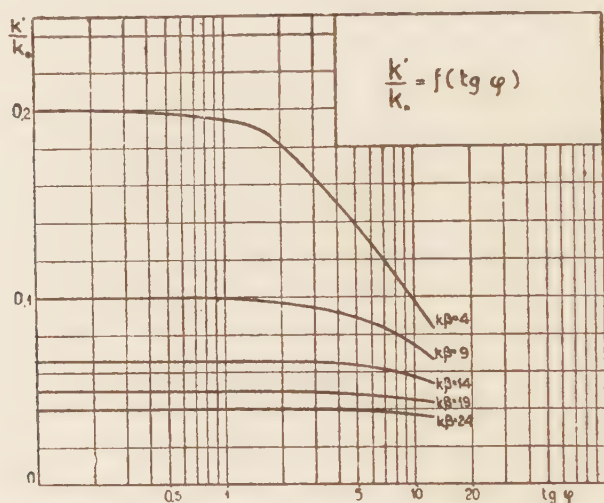


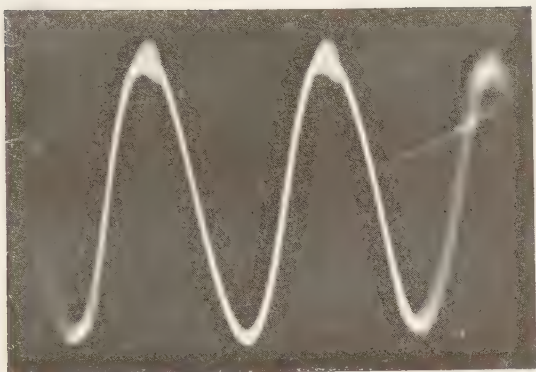
Fig. 60. — Variation de l'amplification en fonction du déphasage.

Par contre, l'utilisation de l'exciteur cathodique permet d'effectuer une transformation d'impédance avec une rotation de phase absolument négligeable. Celle-ci est, dans ce cas, déterminée par la capacité d'entrée du modulateur et la résistance apparente de l'exciteur, dont la valeur est très faible.

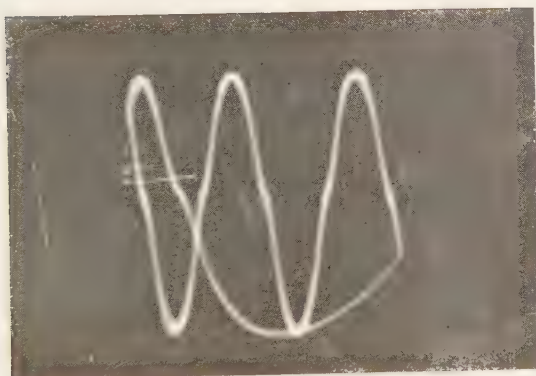
L'accouplement du modulateur à l'amplificateur modulé s'effectue également à l'aide d'un transformateur. Pour éliminer le déphasage pouvant être introduit par ce dernier, la tension de réaction est prélevée entre les bornes primaires. Dans ce cas, seule sa capacité entre en ligne de compte ; celle-ci doit donc être rendue la plus faible possible.

En plus de la condition de stabilité, une seconde condition

PLANCHE V



a)



b)

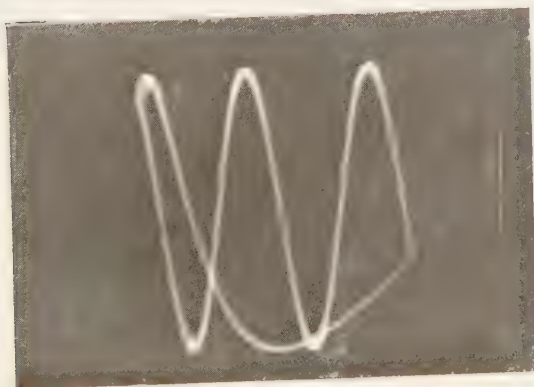


Fig. 63. — *a)* Amorçage des oscillations dans un amplificateur à contre-réaction.
b) Tension de sortie d'un amplificateur réglé pour fonctionner en classe C.
 Tension de sortie pour le même réglage mais avec une contre-réaction $\tau_{1000} = 15$

impose la nécessité de faibles déphasages. Nous avons vu que la non-linéarité du modulateur augmente aux extrémités du spectre transmis ; la correction devrait donc être la plus importante pour ces fréquences. Or, on voit, d'après la formule (5-2), que c'est exactement l'inverse qui se passe, σ diminuant avec l'augmentation de φ . Pour certaines fréquences, $\sigma < 1$, c'est-à-dire les harmoniques peuvent être amplifiés au lieu d'être réduits.

3. La contre-réaction dans un modulateur à excitateur cathodique. — Considérons un amplificateur dont le coefficient d'am-

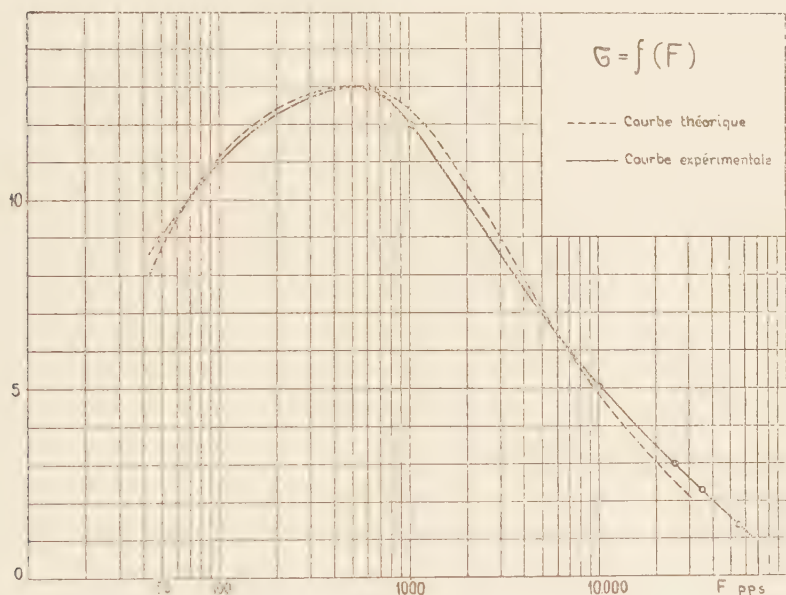


Fig. 61. — Variation de la correction en fonction de la fréquence.

plification soit de forme $k = k_0 \cos \varphi$, la réaction n'introduisant aucun déphasage et étant d'amplitude constante.

Posons, dans l'équation (5-2), $k = k_0 \cos \varphi$.

On trouve :

$$\sigma = \sqrt{1 + k_0^2 (2 + k_0^2) \cos^2 \varphi} \quad (5,5)$$

Dans les mêmes conditions, l'amplification effective, compte tenu de la contre-réaction, est :

$$k' = \frac{E_s}{E_e} = \frac{k_0 \cos \varphi}{\sqrt{1 + k_0^2 (2 + k_0^2) \cos^2 \varphi}} \quad (5,6)$$

Nous avons calculé et tracé sur les figures (59) et (60) les courbes représentant σ et $\frac{k'}{k_0}$ en fonction de $\operatorname{tg} \varphi$ pour différentes valeurs de $k_0\beta$.

On voit que $\frac{k'}{k_0}$ est représenté par les courbes d'autant plus plates que $k_0\beta$ est plus élevé. La distorsion linéaire peut donc être limitée en choisissant la valeur de $\operatorname{tg} \varphi$, pour la fréquence limite à transmettre, suffisamment faible.

Le facteur σ diminue également avec l'augmentation de $\operatorname{tg} \varphi$, et tend vers l'unité.

Nous avons pu réaliser un tel fonctionnement pour les modulateurs à haut rendement.

A cet effet, on introduit dans l'un des premiers étages d'amplification, un circuit comprenant une résistance série et un condensateur parallèle, devant produire une rotation de phase $< \frac{\pi}{2}$, et un affaiblissement d'amplitude de 1 à $\cos \varphi$, pour les fréquences élevées.

Dans le même étage, ou dans un étage suivant, on introduit un circuit analogue pour les basses fréquences comprenant une capacité série et une résistance parallèle.

Dans tous les autres étages, toutes les précautions doivent être prises pour assurer le minimum de rotation de phase. En particulier les résistances anodiques de tous les étages ainsi que les capacités d'entrée des étages suivants doivent être très faibles. Dans le cas de l'utilisation des triodes, celles-ci peuvent être neutrodynées en vue de la diminution de leur capacité d'entrée. On peut employer également des circuits correcteurs de phase, par exemple, des inductances en série avec les résistances anodiques.

De même, le déphasage pour les basses fréquences doit être réduit autant que possible dans tous les étages, excepté celui dans lequel on utilise le circuit stabilisateur, et ceci soit, par le choix des organes de couplage, soit par adjonction des circuits de correction de phase.

Pratiquement, la rotation de phase peut être rendue très faible entre 3 et 100.000 pps.

Dans l'amplificateur que nous avons réalisé et qui comporte en tout six étages, la rotation de phase a pu être réduite effective-

ment à une valeur très faible grâce à l'utilisation des circuits correcteurs.

Ainsi, lorsque l'on compare la courbe $\sigma = f(F)$ relevée expérimentalement (fig. 61) avec la même courbe calculée en partant des courbes de la figure 59, on voit que la correspondance est excellente jusqu'aux fréquences de l'ordre de 40.000 périodes, c'est-à-dire réellement pour les harmoniques les plus élevées.

II. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE D'UN MODULATEUR A FAIBLE DISTORSION

a) Description du modulateur d'essai. — Nous avons appliqué les principes exposés plus haut à l'amplificateur utilisé précédemment pour l'étude des imperfections des amplificateurs classe B.

Les étages d'amplification en tension sont au nombre de 4, dont les trois premiers équipés avec des penthodes Philips PE 1/80 et le quatrième avec des triodes Philips MC 1/60 (fig. 62).

L'amplification par étage est assez faible (de l'ordre de 7), étant donné les faibles valeurs des résistances anodiques choisies pour donner, avec la capacité propre du tube et celle d'entrée de l'étage suivant, un déphasage propre de l'ordre de 7° par étage pour 100.000 pps. Nous avons employé au début des inductances en série avec les résistances en vue de l'annulation du déphasage jusqu'à 100.000 pps., mais l'expérience a montré que cette précaution était inutile.

Pour les très basses fréquences nous avons, cependant, utilisé des circuits compensant presque exactement la phase jusqu'à 2 ou 3 pps.

Le quatrième étage est neutrodyné. Les 4 premiers étages comportent une polarisation cathodique fournie par une résistance non shuntée par une capacité. Cette disposition permet d'introduire une très forte contre-réaction dans chaque étage, pour les courants en parallèles dans les deux tubes de l'amplificateur, sans que ceci se produise pour le fonctionnement en opposition de phases.

Il s'en suit que toute dissymétrie du système est automatiquement réduite. Ceci est important pour deux raisons : d'abord pour procurer à l'étage final une excitation aussi symétrique que

possible, et ensuite, pour rendre impossible l'accrochage de l'amplificateur avec les deux bras fonctionnant en parallèle.

Le circuit stabilisateur pour les fréquences élevées est branché aux anodes du premier étage ; il est constitué simplement par une capacité connectée en parallèle avec la résistance anodique.

Le circuit stabilisateur pour fréquences basses est branché entre le troisième et le quatrième étage et comprend un condensateur série et une résistance en parallèle.

L'excitateur comprend 4 tubes Philips MC 1/60 montés avec les impédances cathodiques constituées chacune par une résistance en série avec une inductance à noyau de fer.

L'étage final avait été primitivement prévu pour fonctionner avec 6 triodes Philips MA 4/600. L'application de la contre-réaction a cependant permis d'obtenir la puissance utile escomptée (2,9kW) avec 4 triodes seulement.

La résistance de charge est constituée par un bobinage plat réduisant au minimum son inductance. Sa valeur est de 2.900ω . Un ampèremètre à thermo-couple permet de mesurer le courant traversant la résistance et d'évaluer ainsi la puissance utile.

Un côté de la résistance est mis à la terre. La transformateur de sortie

se trouve ainsi dans les conditions d'emploi normales au point de vue de la capacité entre les enroulements.

La tension de contre-réaction est prélevée sur un potentiomètre branche entre les anodes et la masse. Elle est appliquée au secondaire du transformateur d'entrée à travers un circuit dont le

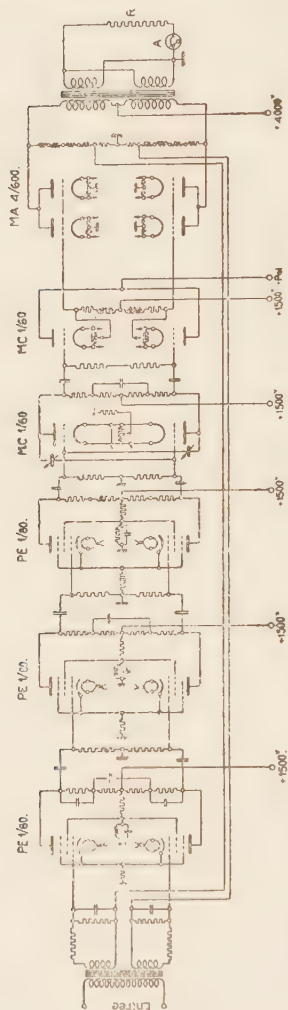


Fig. 62. — Schéma du modulateur de 3 kw utilisé pour l'étude de la contre-réaction.

rôle est d'éliminer le déphasage pouvant être introduit par ce transformateur.

b) Mesures préliminaires. — L'étude expérimentale du modulateur à faible distorsion que nous avons effectuée peut être divisée en deux parties. Dans la première nous avons effectué une série de mesures ayant pour but de vérifier la conformité du fonctionnement de l'amplificateur aux prévisions théoriques, la seconde se rapportant à la détermination des qualités de l'amplificateur réalisé.

Le relevé de la courbe de phase de trois premiers amplificateurs effectué en faisant apparaître sur l'écran d'un oscilloscope cathodique, par l'intermédiaire d'un inverseur, les courbes représentant la tension à l'entrée du premier étage et celle à la sortie du troisième étage, a montré que le déphasage total mesuré ne dépassait pas, conformément aux prévisions, 15° à 70.000 pps.

Nous avons recherché ensuite la valeur de $k_0'\beta$ pour laquelle l'amplificateur entrainé en oscillation et nous avons déterminé les valeurs des condensateurs et des résistances des circuits de stabilisation les plus avantageux.

Pour le circuit optimum, l'oscillation s'amorce pour $\sigma_{1000} = 30$, la fréquence de l'oscillation étant de 100.000 pps. environ. Elle se produit plus facilement lors de la présence d'une tension de basse fréquence à amplifier, disparaît lorsque l'on augmente celle-ci et ne réapparaît en l'absence de cette tension que pour $\sigma_{1000} = 33$.

La figure 63a représente l'oscillation relevée dans ces conditions à l'oscillographe.

Pour certaines caractéristiques du circuit de stabilisation, l'oscillation s'amorce sur les fréquences très basses. A première vue il semble donc logique de constituer les circuits de stabilisation pour les deux extrémités du spectre musical de façon à ce que la condition d'entretien soit réalisée pour les fréquences basses et les fréquences élevées en même temps ; ceci procurerait donc la correction optimum pour les deux extrémités du spectre.

Il faut cependant tenir compte du fait que la courbe $\sigma = f(F)$ se présente d'une façon nettement plus avantageuse pour les fréquences basses que pour les fréquences élevées. En effet, les har-

moniques des fréquences élevées, 5.000 à 10.000 pps., par exemple, correspondent à des valeurs de σ très faibles, tandis que les harmoniques du 50 pps. tombent dans une région où σ diffère peu du σ maximum.

D'autre part, nous avons constaté un phénomène qui peut passer inaperçu en régime continu, mais qui devient très gênant en régime variable (musique par exemple). Sans que la condition d'entretien soit réalisée, l'amortissement du système entier peut être diminué sensiblement. Une perturbation quelconque, produite dans le circuit, ne disparaît donc pas instantanément, mais produit un véritable train d'ondes amorties, à la fréquence qui correspond à ce faible amortissement. Ainsi, nous avons pu constater des battements d'aiguilles des appareils de mesure à la cadence de 2 à 3 par seconde s'amortissant au bout d'une minute, ce qui indique un amortissement très faible.

Il semble donc nécessaire de prévoir, pour les très basses fréquences, un circuit stabilisateur plus énergique que la condition d'entretien ne le demande.

La vérification de la stabilité de l'amplificateur effectuée, nous avons ramené le facteur σ à 15 environ. Il est en effet nécessaire de prévoir un coefficient de sécurité important et de ne pas placer l'amplificateur trop près de sa limite d'entretien, les modifications des caractéristiques dans le temps, les changements des tubes, les variations des tensions d'alimentation, etc., pouvant provoquer accidentellement les amorçages.

Nous avons vérifié la variation de σ en fonction de la fréquence; elle est bien conforme aux prévisions théoriques. Nous avons, dans ce but, appliqué à l'entrée de l'amplificateur des tensions de différentes fréquences et nous avons mesuré la diminution de la tension se produisant à la sortie de l'amplificateur lorsqu'on rétablit la réaction. La comparaison de ces mesures avec les calculs (fig. 61) confirme parfaitement la possibilité pratique de prédétermination des amplificateurs en utilisant la méthode préconisée.

La réduction du courant statique devient, dans ces conditions, parfaitement possible, la correction de la distorsion, résultant de l'application de la contre-réaction étant surabondante. Ainsi, la figure 63 *b* montre la forme de la tension à la sortie du modulateur pour une tension de polarisation plus forte que celle qui corres-

pond à l'annulation du courant statique. La figure 63c se rapporte au même cas, mais avec l'utilisation d'une contre-réaction de 15 environ. On voit nettement les effets de la correction. La distorsion totale mesurée est dans ce cas de 1 % environ.

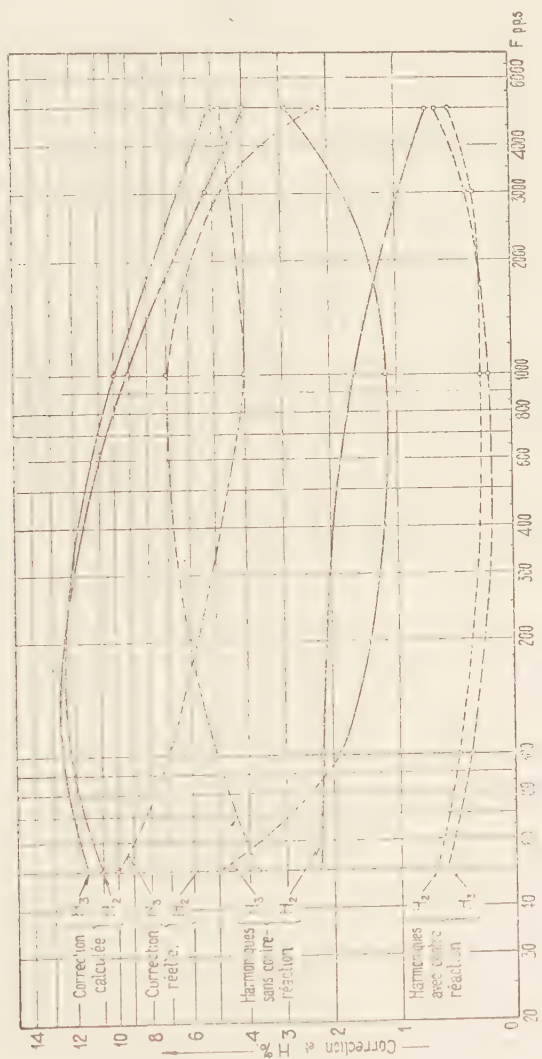


Fig. 64. — Réduction de la distorsion par la contre-réaction pour différentes fréquences.

Il est intéressant de vérifier si la réduction de la distorsion correspond bien aux valeurs de σ trouvées pour différentes fréquences. La figure 64 montre les résultats des mesures de la distorsion avec et sans contre-réaction. On voit que ces résultats ne se recoupent pas parfaitement. Nous expliquons ceci, d'une part, par la pré-

l'aide d'un filtre. A cet effet, nous avons constitué deux filtres de caractéristiques indiquées sur la figure 67, lesquels ont été interposés entre les bornes secondaires du transformateur et la résistance de charge.

Les courbes de la figure 67 montrent que la limitation du spectre émis est nettement plus efficace avec le filtre II qu'avec le filtre I.

Les tensions à amplifier étant toujours des tensions complexes comportant de nombreuses composantes, la distorsion totale doit être déterminée non comme le rapport des harmoniques au terme fondamental, mais comme celui de l'ensemble de fréquences har-

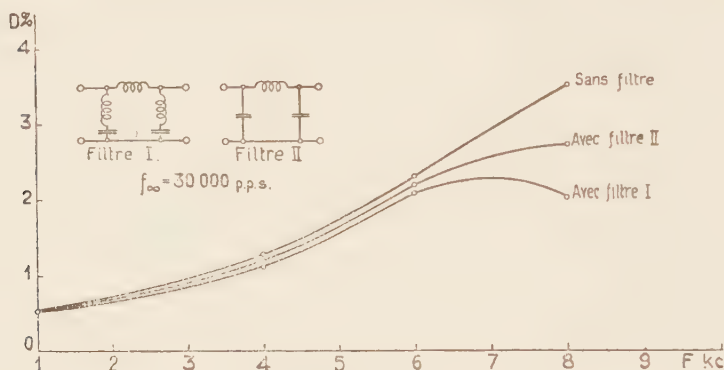


Fig. 67. — Réduction des harmoniques par les filtres.

moniques, fréquences différentielles et additionnelles pouvant prendre naissance dans le circuit, à ce terme fondamental.

Dans le cas des caractéristiques simples (par exemple, paraboliques), il est possible de relier par calcul les deux définitions et on trouve que, dans ce cas, les deux taux ne diffèrent que par un coefficient constant. C'est pourquoi nous n'avons pas mesuré les composantes différentielles et additionnelles lors de l'étude des amplificateurs modulés, dont les caractéristiques présentent une courbure continue et peuvent par exemple, être approximativement exprimées par la relation $E = A + BV - CV^2$.

Par contre, dans le cas des modulateurs à haut rendement fonctionnant avec un faible courant de repos, les caractéristiques sont d'une forme plus compliquée et, *a priori*, on ne peut pas lier le taux de distorsion pour une fréquence avec celui pour plusieurs.

Nous avons donc effectué un relevé du spectre à la sortie du

modulateur, en appliquant à son entrée deux fréquences différentes.

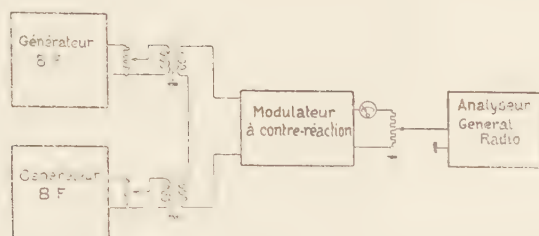


Fig. 68. — Schéma employé pour l'essai à deux fréquences.

Le schéma employé est représenté sur la figure 68. Les deux courants à la sortie ont été réglés chacun à 0,5 amp. c'est-à-dire à une valeur telle que, pour l'instant où ils s'ajoutent, la puis-

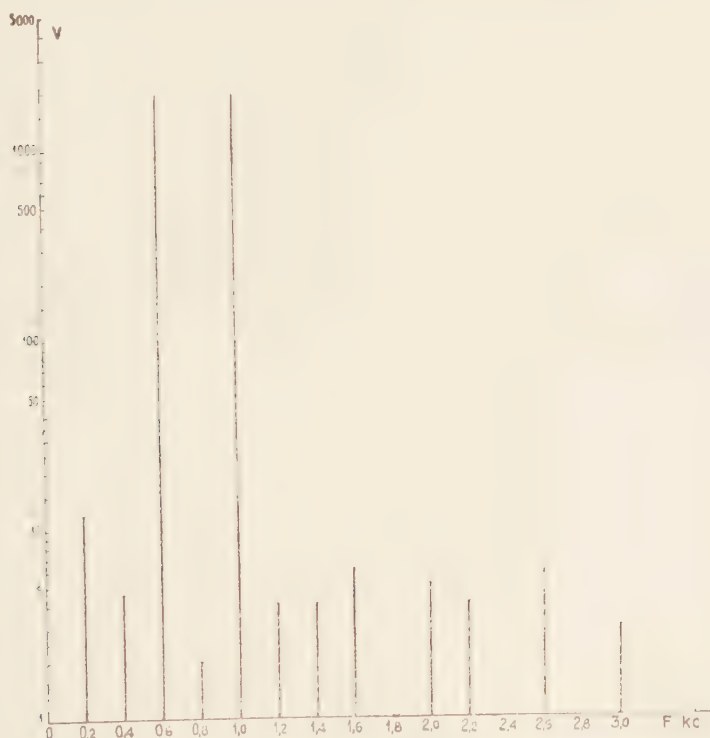


Fig. 69. — Spectre de la tension à la sortie pour $p = 600$ et $q = 1000$.

sance débitée soit la puissance maximum du modulateur, c'est-à-dire 2,9 kw.

Les figures 69 et 70 montrent les spectres relevés pour les fré-

quences $p = 600$ et $q = 1.000$ d'une part, et $p = 4.000$, $q = 5.000$ d'autre part.

On retrouve bien les harmoniques nq , mp et les fréquences différentielles et additionnelles $nq \pm mp$.

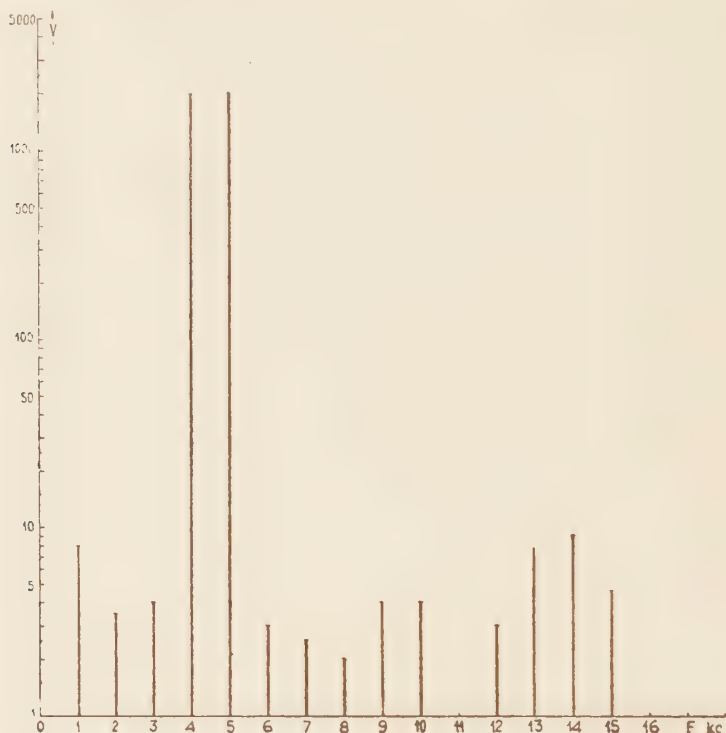


Fig. 70. — Spectre de la tension à la sortie pour $p = 4000$ et $q = 5000$ pps

La valeur relative de ces composantes est cependant extrêmement faible. Dans les deux cas la composante la plus forte ne dépasse pas $\frac{5,5}{1.000}$ du terme fondamental.

CONCLUSION

L'examen rapide de différentes causes d'élargissement du spectre, dans le cas de la modulation sur l'anode, que nous venons d'effectuer, montre leur multiplicité et leur diversité.

La non-linéarité des caractéristiques des amplificateurs modulés peut être réduite, pour les fréquences de modulation basses, à un degré très faible. Nous avons constaté l'existence d'une excitation critique au point de vue de la distorsion. La linéarité des caractéristiques ne semble limitée que par la puissance d'excitation disponible et par la dissipation en chaleur de la puissance absorbée par la grille.

Les triodes à faible résistance interne paraissent être plus avantageuses sous ce rapport. Un facteur important, au point de vue de la linéarité des caractéristiques, est la variation du courant de grille au cours d'un cycle de modulation et son utilisation sous forme d'une modulation supplémentaire sur la grille.

L'étude expérimentale nous a montré la possibilité de réduire le taux d'harmoniques d'un amplificateur modulé à moins d'un pour cent pour la modulation totale avec une fréquence moyenne. Les bandes latérales peuvent être, dans ce cas, parfaitement symétriques.

Les harmoniques augmentent très rapidement avec la fréquence de modulation pour les taux importants. Nous avons vu que ce phénomène est dû à la surmodulation du courant et qu'il apparaît au-dessus d'un taux critique égal au $\cos \psi_3$ du circuit oscillant. Cette augmentation de la distorsion ne peut devenir réellement gênante que sur les ondes longues. Pour les ondes moyennes on peut la rendre insignifiante en abaissant le coefficient de surtension du circuit de charge. Enfin, pour la téléphonie sur ondes courtes, elle est toujours négligeable.

Nous avons examiné plusieurs causes de la modulation parasite en phase. Parmi ces causes, l'une des plus importantes, due au

désaccord accidentel du circuit de charge, ne peut pas être considérée comme un facteur systématique. La modulation en phase due à la variation du courant de grille peut être atténuée soit à l'aide d'une charge additionnelle, soit en utilisant des schémas spécialement étudiés. De toute façon, il ne semble pas recommandé d'utiliser cette variation du courant pour produire une modulation supplémentaire (par absorption) de l'étage excitateur, pouvant améliorer la linéarité des caractéristiques de modulation. Par contre, sous ce rapport, il est important de surexciter le plus fortement possible l'excitateur dans le but de diminuer sa résistance interne.

Les dissymétries des bandes latérales, dues au circuit anodique accordé, ne peuvent devenir appréciables que sur les ondes très longues et pour les fréquences de modulation élevées. Ces dissymétries n'élargissent pas le spectre transmis, mais introduisent une certaine distorsion non-linéaire après détection.

Une autre cause de la modulation en phase est la réaction due aux capacités internes des tubes. Cette modulation peut devenir importante, surtout sur les ondes courtes où les inductances propres et mutuelles des électrodes cessent d'être négligeables.

La non-linéarité des modulateurs à haut rendement peut être rendue assez faible pour les fréquences moyennes. Ses causes essentielles : dissymétrie de deux bras, polarisation incorrecte, courant de grille, etc., peuvent être atténuées par la prédétermination et les réglages corrects qui conduisent parfois à des solutions non satisfaisantes au point de vue énergétique.

Différentes causes interviennent pour augmenter la non-linéarité des modulateurs pour les fréquences extrêmes du spectre musical. L'élargissement du spectre transmis peut devenir, dans ces conditions, sensible.

L'application de la contre-réaction permet d'envisager l'amélioration des conditions énergétiques du fonctionnement des modulateurs et la diminution simultanée de leur distorsion.

Cette application présente certaines difficultés dues aux rotations de phase aux fréquences extrêmes dans les étages amplificateurs constituant le modulateur, rotations de phase qui limitent le taux de correction possible par l'accrochage d'oscillation, et qui, en absence d'oscillation, font diminuer la correction aux fréquences extrêmes, c'est-à-dire précisément dans la

région du spectre musical dans laquelle la nécessité de la correction se fait sentir au maximum.

Le système que nous avons étudié et qui est caractérisé par l'utilisation d'un excitateur à couplage cathodique et la présence d'une contre-réaction importante, est efficace même aux extrémités du spectre utile. Dans notre modulateur expérimental, les harmoniques ont pu être réduits à moins d'un pour cent pour 50 et 5.000 périodes p. s. et à une valeur encore plus faible pour les fréquences moyennes.



BIBLIOGRAPHIE

- 1) CARSON. — Note on the theory of Modulation. *Proc. of the I.R.E* 1922, p. 57.
- 2) B. v. d. POL. — Frequency modulation. *Proc. of the I.R.E*, 1930, p. 1194.
- 3) T. L. ECKERSLEY. — Frequency modulation and distortion. *Exper. Wireless and Wireless Engineer*, 1930, p. 482.
- 4) R. H. POTTER. — Transmission characteristics of shortwave telephone circuits. *Proc. of the I.R.E*, 1930, p. 581.
- 5) H. RÖDER. — Amplitude, phase and frequency modulation. *Proc. of the I. R. R.*, décembre 1931.
- 6) H. FLETCHER. — Physical Characteristics of Speech and music. *Bell System Technical Journal*, octobre 1931.
- 7) P. P. ECKERSLEY. — The required minimum frequency separation between carrier waves of broadcast stations. *Proc. of the I.R.E*, February, 1933.
- 8) ECKERSLEY. — Asymmetric-side-band Broadcasting. *Proc. of the I.R.E*, september 1938.
- 9) J. B. COLEMAN and V. E. TROUANT. — Recent development in Radio transmitters. *R. C. A. Review.*, January, 1939.
- 10) HOFER. — Frequenz durchlässigkeit und nichtlineare Verzerrungen an Fremdgest. Sender. *Telefunken Zeitung*, n° 58, 1931.
- 11) C. E. FAY. — The operation of vacuum tubes as class B and C amplifiers. *The Bell System Technical Journal*, 1932, p. 28.
- 12) THOMAS. — Determination of grid driving power. *Proc. of the I. R. E.*, 1933, p. 1134.
- 13) L. RUBIN. — Prédétermination des amplificateurs de puissance à haute fréquence. *Onde électrique*, août-septembre, 1934.
- 14) A. MARINO. — Sulle caratteristiche di modulazione e di funzionamento dei tubi amplificatori a radiofrequenza. *Alta Frequenza*, octobre 1934.
- 15) HOFER. — Theorie der Anodenspannungsmodulation. *Telefunken-Zeitung*, n° 68.
- 16) L. RUBIN. — La Modulation sur la grille. *Onde électrique*, septembre 1935.
- 17) L. RUBIN. — La modulation sur l'anode. *L'Onde Electrique*, juin-juillet 1937.
- 18) L. I. HEYBOER. — Measuring the H. F. output of aircooled transmitting valves. *Transmitting News*, 1938, n° 4.
- 19) J. FAGOT. — Fonctionnement d'un amplificateur à lampe triode dans les régions non linéaires des caractéristiques avec circuit oscillant de plaque désaccordé. *Bull. de la S. F. R.*, 1938, p. 54.
- 20) A. HEILMANN. — Einige Betrachtungen zur Probleme der Frequenzmodulation. *E. N. T.*, juin 1930.

- 21) W. RUNGE. — Untersuchungen an amplituden und frequenz modulierte-Sendern. *E. N. T.*, 1930, p. 488.
- 22) FITCH. — Phase Shift in Radio-Transmitters. *Proc. of the I. R. E.*, may 1932.
- 23) H. B. BOOSMAN. — The Philips Broadcast Transmitter, type K V F L 20 /14. *Transmitting News*, juin 1935.
- 24) R. FELD KELLER. — Phasendrehungen und nichtlineare. Verzerrungen in Rundfunkempfängern. *Hochfrequenztechnik und Electroakustik*, octobre 1935.
- 25) E. MEINEL. — Phasenmodulation an Rundfunk Sendern. *E. N. T.*, Juli 1936.
- 26) GUZTMANN. — Ein neues Gerät zur Messung der Phasenmodulation an Rundfunk-sendern. *Zeischift Tech. Physik*, 1936, p. 475.
- 27) O. M. JOHNSTONE and E. E. WRIGTH. — A note on side-band phase distortion. *Wireless Engineer*, october 1936.
- 28) G. W. O. H. — Editorial, *W. E.*, october 1936.
- 29) E. A. LAPORTE. — Characteristics of amplitude modulated waves. *R. A. C. Review*, April 1937.
- 30) E. HOFER. — Entstehung und messung der Seiten bandunsymetrie. *Telefunken*, 76, Juli 1937.
- 31) Log. E. BARTON. — A plate modulation tranformer for broadcast stations. *Univ. of Arcansas. Eng. Exp. Station Bull*, n° 9, 1928.
- 32) W. BAGGALLY. — Grid current compensation in Power-Amplifiers. *The W. E.*, February 1933.
- 33) D. A. BELL. — The response od modulators at high audio frequencies *The Wireless Engineer*, october 1935.
- 34) T. Mc. LEAN. — An alysis of distortion in class B audio amplifiers. *Proc. of the I. E. R.*, march 1936.
- 35) K. A. MACFADYEN. — Modifications of the Push-pull Output Stage. *The W. E.*, october and december 1935.
- 36) F. R. W. STRAFFORD. — Joint up distortion in class B amplifiers. *The W. E.*, december 1935.
- 37) A. PEN-TUNG SAH. — Quasi transients in class B audiofrequency push-pull amplifiers. *Proc. of the I. R. E.*, november 1936.
- 38) H. S. BLACK. — Stabilized Feedback Amplifiers. *The Bell System technical Journal*, January 1934.
- 39) I. PODLIASKY. — La distorsion non linéaire dans l'électroacoustique appliquée. *Annales des P. T. T.*, janvier 1935.
- 40) R. FELD KELLER. — Die 3^o Teilschwingung in Verstarkern mit Gegenkopplung. *Telegraf und Fernisp. Techn.*, 1936, p. 217.
- 41) A. R. RUMBLE. — Audio Feedback. *Comm. and Broadc. Eng.*, avril 1937.
- 42) TERMAN. — Feedback Amplifiers Design. *Electronies*, janvier 1937.
- 43) F. BEDEAU et J. DE'MARE. — Étude des principes de la rétroaction. *Onde Electrique*, avril-mai 1938.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I. — <i>Spectres émis par les amplificateurs à modulation anodique</i>	5
I. — Spectre de modulation.....	5
II. — Modulation anodique.....	10
CHAPITRE II. — <i>Caractéristiques des amplificateurs modulés sur l'anode</i>	13
I. — Calcul approximatif des amplificateurs à triodes.....	13
II. — Caractéristiques de modulation.....	19
III. — Étude expérimentale des caractéristiques de modulation..	24
IV. — Caractéristiques de modulation pour fréquences élevées...	29
CHAPITRE III. — <i>Modulation parasite en phase</i>	37
I. — Influence du circuit de charge.....	37
II. — Variation de la résistance d'entrée d'un amplificateur modulé	42
III. — Réaction par la capacité interne.....	46
IV. — Étude expérimentale de la modulation parasite en phase.	50
CHAPITRE IV. — <i>Distorsion non linéaire dans les modulateurs à haut rendement</i>	56
I. — Principes de fonctionnement à faible distorsion.....	56
II. — Extrémités du spectre musical.....	63
III. — Influence du courant de grille.....	72
CHAPITRE V. — <i>Correction de la non-linéarité des modulateurs à haut rendement par la contre-réaction</i>	76
I. — Application de la contre-réaction aux modulateurs à haut rendement.....	76
II. — Étude expérimentale d'un modulateur à faible distorsion..	83
CONCLUSION	93
BIBLIOGRAPHIE.....	96

DEUXIÈME THÈSE

Proposition donnée par la Faculté

CELLULES PHOTO-ÉLECTRIQUES

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 17 Juillet 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

